

Terahertz-Detektoren mit halbmetallischen und halbleitenden Quantengraben

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig
zur Erlangung des Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

Dissertation

von

Fathi Gouider

aus Gabes

1. Referent: Professor Dr. Georg Nachtwei
2. Referent: Professor Dr. Hartmut Buhmann
Eingereicht am: 18.04.2011
Disputation am: 08.06.2011
Druckjahr: 2011

Vorveröffentlichungen der Dissertation

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Fakultät für Physik, vertreten durch den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

Publikationen in referierten Fachzeitschriften und Tagungsbänden

- F. Gouider, G. Nachtwei, C. Brüne, H. Buhmann, Yu. B. Vasilyev, M. Salman, J. Könemann and P. D. Buckle *The detection of terahertz waves by semimetallic and by semiconducting materials.*
Journal of Applied Physics **109**, 013106 (2011).
- M. Salman, F. Gouider, H. Schmidt, Yu. B. Vasilyev, R. J. Haug, and G. Nachtwei *Terahertz photoresponse dependence on magnetic and electric fields in graphene-based devices*
Phys. Status Solidi C, 1- 3 (2011) / DOI
10.1002/pssc.201000827. february (2011).
- F. Gouider, Y.B. Vasilyev, J. Könemann, C. Brüne, H. Buhmann , P.D. Buckle and G. Nachtwei, *THz detectors with HgTe and InSb quantum wells.*
IEEE Proceedings of the 35th International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves (IRMMW-THz 2010), Rome, Italien, doi: 10.1109/ICIMW.2010.5612596 , Oktober (2010).
- Yu.B. Vasilyev, F. Gouider, P.D. Buckle, G. Nachtwei, *The Cyclotron Resonance in heterostructures with InSb/AlInSb quantum wells.*
Journal of semiconductors physics, volume **44**, No. 11, 1511-1514 (2010).
- Yu.B. Vasilyev, F. Gouider, M. Bugár, G. Nachtwei, J. Könemann, C. Brüne, and H. Buhmann *Terahertz*

photoconductivity of a two-dimensional electron gas in HgCdTe/HgTe quantum wells.

Phys. Status. Solidi B **247**, No. 6, 1495-1497 (2010).

- F. Gouider, Yu.B. Vasilyev, M. Bugár, J. Könemann, P.D. Buckle, and G. Nachtwei, *Terahertz photoresponse of AlInSb/InSb/AlInSb quantum well structures.*
Phys. Rev. B **81**, 155304 (2010).
- F. Gouider, Yu.B. Vasilyev, M. Bugár, J. Könemann, C. Brüne, H. Buhmann, and G. Nachtwei, *Magnetotransport and THz-optical investigations at devices with HgTe quantum wells.*
Proceedings of the 9th International Conference on Research at High Magnetic Fields, Dresden, Germany, Journal of Low Temperature Physics Vol. **159**, Nos. 1/2, p. 184-188 (2010).
- F. Gouider, G. Hein, C. Brüne, H. Buhmann, Yu.B. Vasilyev, and G. Nachtwei, *THz photoresponse of quantum Hall devices based on HgTe-Quantum wells.*
Proceedings of the 29th Intern. Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS-29), Rio de Janeiro, Brazil, AIP Conference Proceedings Series Vol. 1199, p. 237 (2010).
- F. Gouider, Yu.B. Vasilyev, M Bugár, J. Könemann, C. Brüne, H. Buhmann, and G. Nachtwei, *THz photoresponse and magnetotransport of detectors made of HgCdTe/HgTe quantum well structures.*
EDISON16 proceedings , Journal of Physics: Conference Series 193, 012066 (2009).
- Yu.B.Vasilyev, F.Gouider and G. Nachtwei, *Photo-induced quantum Hall currents in 2D electron systems.*
HMF 18 proceedings, International Journal of Modern Physics B(IJMPB), vol.**23**, N 12/13, p.2915 - 2921 (2009).
- G. Nachtwei, F. Gouider, C. Stellmach, G. Vasile, Yu. B. Vasilyev, G. Hein, and R.R. Gerhardt, *Double-peak structure of the nonresonant photoresponse of Terahertz quantum Hall detectors.*

Phys. Rev. B **78**, 174305 (2008).

Tagungsbeiträge

- Yu.B. Vasilyev, B.Ya. Meltser, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, C. Stellmach, F. Gouider, and G. Nachtwei, *Edge Photocurrents in Asymmetric Two-Dimensional Systems*.
Physical Phenomena at High Magnetic Fields conference (PPHMF-VII) December 4-8, Tallahassee, Florida, USA (2010).
- F. Gouider, Y.B. Vasilyev, J. Könnemann, C. Brüne, H. Buhmann, P.D. Buckle and G. Nachtwei, *THz detectors with HgTe and InSb quantum wells*.
35th International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves (IRMMW-THz 2010) September 5-10, Rome, Italien (2010).
- M. Salman, F. Gouider, M. Friedemann, H. W. Schumacher, Y. B. Vasilyev, R. J. Haug and G. Nachtwei, *Photoresponse dependence on magnetic and electric fields in graphene-based devices*.
10th International Workshop on Nonlinear Optics and Excitation Kinetics in Semiconductors (NOEKS10), August 16-19, Paderborn, Germany (2010).
- F. Gouider, Yu.B. Vasilyev, J. Könnemann, P.D. Buckle, C. Brüne, H. Buhmann and G. Nachtwei, *Detection of THz radiation with devices made from wafers with HgTe and InSb quantum wells*.
30th International Conference on the Physics of Semiconductors, July 25-30 COEX, Seoul, Korea (2010).
- Yu. B. Vasilyev, B. Ya. Meltser, S. V. Ivanov, P. S. Kop'ev, C. Stellmach, F. Gouider and G. Nachtwei, *Edge-Channel Photo-Effect In Asymmetric Two-Dimensional Systems*
30th International Conference on the Physics of Semiconductors, July 25-30 COEX, Seoul, Korea (2010).

-
- F. Gouider, Yu.B. Vasilyev, J. Könemann, P.D. Buckle, C. Brüne, H. Buhmann, and G. Nachtwei, *THz photoresponse of devices with quantum wells of narrow-gap semiconductors*. DPG Frühjahrstagung Regensburg (2010).
 - F.Gouider, M.Bugár, J. Könemann, Yu.B.Vasilyev, C. Brüne, H. Buhmann and G. Nachtwei, *THz Photoresponse and Magnetotransport of detectors made of HgCdTe/HgTe quantum well structures*. 16th Intern. Conference on Electron Dynamics In Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures (Edison 16), August 23th - August 28, Montpellier, France (2009).
 - Yu.B.Vasilyev, F.Gouider, M.Bugár, and G. Nachtwei J. Könemann, C. Brüne, and H. Buhmann , *Terahertz photoconductivity of a two-dimensional electron gas in HgTe quantum wells*. 14th International Conference on II-VI compounds (II-VI-2009), August 23th - August 28, St.Petersburg, Russia (2009).
 - F. Gouider, Yu. B. Vasilyev, M. Bugár, J. Könemann, C. Brüne, H. Buhmann and G. Nachtwei, *Magnetotransport and THz-optical investigations at devices with HgTe quantum wells*. 9th Intern. Conference on Research in High Magnetic Fields (RHMF 09), July 22th - July 25, Dresden, Germany (2009).
 - F. Gouider, C. Brüne, J. Könemann, M. Bugár, Yu.B. Vasilyev, and G. Nachtwei, *Magnetotransport and THz photoresponse of combined Hall-Corbino-devices patterned on HgCdTe based wafers*. DPG Frühjahrstagung Dresden (2009).
 - Yu.B. Vasilyev, F. Gouider, and G. Nachtwei, *Photo-induced quantum Hall currents in 2D electron systems*. 18th Intern. Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics and Nanotechnology -HMF 18, Aug 3-8, Sao Paulo Pedro/SP-Brazil (2008).

-
- F. Gouider, G. Hein, C. Brüne, H. Buhmann, Yu.B. Vasilyev, and G. Nachtwei, *THz photoresponse of quantum Hall devices based on HgTe-Quantum wells*.
29th Intern. Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS-29), July 27th - August 1st, Rio de Janeiro, Brazil (2008).
 - G. Vasile, F. Gouider, C. Stellmach, G. Hein, and G. Nachtwei, *Real-time measurements of the optically and electrically induced dissipation in QH-devices*.
National Science Symposium Reykjavik, Iceland (2008).
 - F. Gouider, G. Hein, C. Brüne, H. Buhmann, and G. Nachtwei, *THz detectors on the basis of HgTe-Quantum wells*.
DPG Frühjahrstagung Berlin (2008).

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	11
1 Theoretische Grundlagen	13
1.1 Der klassische Hall-Effekt	14
1.2 Drude-Modell	16
1.2.1 Der klassische Hall-Effekt für kleine Magnetfelder	18
1.2.2 Klassische Betrachtung für hohe Magnetfelder .	19
1.3 Das zweidimensionale Elektronensystem	20
1.4 Quantisierung im Magnetfeld	23
1.4.1 Landau-Quantisierung	24
1.4.2 Lokalisierte Zustände	27
1.4.3 Thermische Streuung an der Fermi-Energie . .	28
1.4.4 Das Randkanalmodell	29
1.4.5 Der Shubnikov-de-Haas-Effekt	31
1.5 Der Quanten-Hall-Effekt	32
1.5.1 Der fraktionale Quanten-Hall-Effekt	34
1.5.2 Laughlins Theorie	36
1.6 Der Zusammenbruch des QHE	37
1.6.1 QUILLS-Modell	37
1.6.2 Das Hot-Electron-Modell	38
1.7 Optische Anregung von QH-Systemen	40
1.7.1 Zyklotronresonanz	42
1.7.2 Bolometer-Effekt	43
2 Terahertz-Strahlung	47
2.1 THz-Quellen	49
2.2 THz-Detektoren	55

3	Experimentelle Grundlagen	59
3.1	Materialien	59
3.1.1	HgTe/Hg _{1-x} Cd _x Te-Strukturen	61
3.1.2	InSb/Al _x In _{1-x} Sb-Heterostrukturen	65
3.2	Probenpräparation	67
3.2.1	Ritzen	67
3.2.2	Reinigen	67
3.2.3	Optische Lithographie	68
3.2.4	Maskenherstellung	68
3.2.5	Belacken	69
3.2.6	Belichten	70
3.2.7	Entwickeln	70
3.2.8	Ätzen	70
3.2.9	Ohm'sche Kontakte	71
3.2.10	Probenkontaktierung	72
3.3	Messaufbau	73
3.3.1	Der Kryostat	73
3.3.2	Der Messspieß	74
3.3.3	Steuerung und Messelektronik	75
4	Messungen und Auswertung	77
4.1	Charakterisierung der Proben	78
4.1.1	Ladungsträgerkonzentration und Beweglichkeit	79
4.1.2	Messungen von Strom-Spannungs-Kennlinien	85
4.2	Messungen mit dem <i>p</i> -Ge Laser	86
4.3	Untersuchung magnetooptischer Effekte	90
4.3.1	Transmissionsmessungen	90
4.3.2	Fotoleitungsmessungen	94
4.3.3	Spektrale Auflösung	98
4.3.4	Zeitaufgelöstes Fotosignal	100
	Zusammenfassung	103
	Danksagung	117

Einleitung

Obwohl der THz-Bereich des elektromagnetischen Spektrums ein bislang kaum absehbares Anwendungspotenzial in der Materialforschung (Wärmebilder, zerstörungsfreie Bauteilanalyse), Medizintechnik (Tomographie bestimmter Gewebetypen in einem unschädlichen Wellenlängenbereich), Astro- und Atmosphärenphysik (Gasanalyse), Sicherheitstechnik und Datenübertragung hat, ist dieser Bereich bislang wenig erschlossen. Anfangs war dieser Frequenzbereich aufgrund der so genannten THz-Lücke experimentell kaum oder nur schwer zugänglich. Dies jedoch änderte sich zunehmend mit der Entwicklung verschiedener Technologien und wachsendem wissenschaftlichen Verständnis.

In dieser Arbeit beschäftige ich mich mit der Entwicklung und Erforschung geeigneter THz-Detektoren, die sowohl eine hohe Empfindlichkeit, hohe Detektivität und spektrale Durchstimmbarkeit besitzen. Die Detektion beruht hier auf optisch oder thermisch angeregten Übergängen zwischen Landauniveaus, wobei die Energielücke zwischen zwei Landau-Niveaus mit einem Magnetfeld durchgestimmt werden kann. Da die Energielücken zwischen Landau-Niveaus in typischen Quanten-Hall-Systemen (QHS) bei etwa 7-12 meV liegen, was Zyklotronresonanzfrequenzen von 1.7-2.9 THz entspricht, kommen die QHS als THz-Detektoren in Frage.

Zur optischen Anregung steht uns ein *p*-Germanium-Laser zur Verfügung, der zwischen 1.7 und 2.5 THz ($\lambda = 120\text{-}180\text{ }\mu\text{m}$) durchstimmbar ist. Der Laser arbeitet im Impulsbetrieb (Impulslänge einstellbar zwischen 0.3 und 50 μs , Wiederholrate 1 Hz) und wird mit einer Starkstrom-Impulsquelle (durch ein Modul mit Feldeffekt-Transistoren, FET) elektrisch gepumpt. Die steilen Impulsflanken der Laserimpulse gestatten zeitaufgelöste Messungen mit minimalen Zeitkonstanten von einigen Nanosekunden. Die so erzeugte THz-Strahlung

wird über eine Wellenleiter auf die Messproben gesendet.

Die Arbeitsgruppe von Prof. Nachtwei hat in Anlehnung an die von Kawano [1] vorgeschlagenen Detektoren mit der Untersuchung von QHD an GaAs/AlGaAs-Systemen in Mänder-Geometrie begonnen. Dabei konnten bolometrische und resonante Beiträge zur fotoinduzierten Änderung des Längs- und Hall-Widerstandes (ρ_{xx} und ρ_{xy}) identifiziert werden [2,3]. Neue Ergebnisse waren dabei zum einen die kürzeren Abklingzeiten des Hall-Fotosignals ($2\ \mu\text{s} < \tau_{rel}(\rho_{xy}) < 10\ \mu\text{s}$) im Vergleich zur Abklingzeit des fotoinduzierten Längswiderstandes ($6\ \mu\text{s} < \tau_{rel}(\rho_{xx}) < 350\ \mu\text{s}$). Zum anderen zeigte sich eine überraschende spektrale Abhängigkeit des bolometrischen (und nicht nur des zyklotronresonanten) Signalanteils. Diese spektrale Abhängigkeit eines eigentlich nur von der Erwärmung des Systems durch die Strahlung abhängigen Effekts ist bislang theoretisch noch nicht voll verstanden. Das Betriebsmagnetfeld der Detektoren auf der Basis von GaAs lag bei 3-5 T [4], ist damit noch recht hoch und erschwert praktische Anwendungen. Das Ziel dieser Arbeit ist, dass solche Probleme vermindert werden. Zu diesem Zweck untersuchten wir das Materialsystemen HgTe/ HgCdTe und InSb/AlInSb an zweidimensionalen Elektronensystemen (2DES) in HgTe- bzw. InSb-Quantengraben.

Im ersten Kapitel der Arbeit werden die Grundlagen der für das Verständnis dieser Arbeit wichtigsten Effekte behandelt. Im zweiten Kapitel werden neben einer allgemeinen Vorstellung des THz-Strahlung die wichtigsten Quellen- und Detektorkonzepte vorgestellt. Beim dritten Kapitel werden die verwendeten Materialien vorgestellt, und dann wird die Probenpräparation beschrieben und die Technologieentwicklung dargestellt. Die durchgeführten Messungen und die Messergebnisse werden im vierten Kapitel diskutiert.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

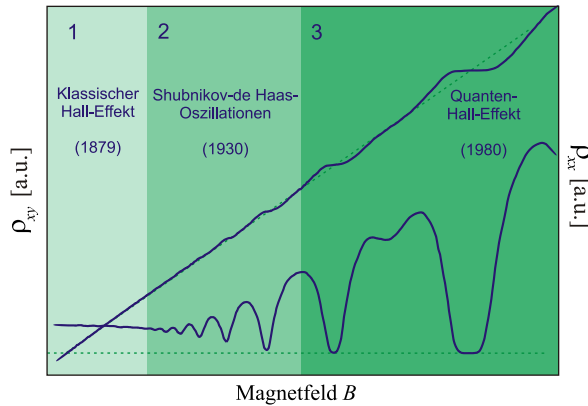


Abbildung 1.1: Magnetotransport-Messung an einer 2D-Struktur [5]. Bereich 1 stellt den klassischen Bereich dar, in dem der Längswiderstand konstant ist und der Hall-Widerstand ρ_{xy} linear ansteigt. Bereich 2 weist Oszillationen im Längswiderstand ρ_{xx} (SdH-Effekt) und Abweichungen von der Hall-Geraden in ρ_{xx} auf. In Bereich 3 (Quanten-Hall-Regime) bildet ρ_{xy} Plateaus aus, während ρ_{xx} an den gleichen Stellen verschwindet.

Die Grundlagen der für das Verständnis dieser Arbeit wichtigsten Effekte werden im folgenden Abschnitt vorgestellt. Neben der Entstehung eines zweidimensionalen Elektronensystems (2DES) an Heterostrukturen wird dessen Verhalten in hohen Magnetfeldern untersucht. Zu diesem Zweck werden der Shubnikov-de Haas(SdH)- und der

Quanten-Hall- (QH-)Effekt eingesetzt und erläutert. Da für den QH-Effekt noch keine einheitliche Theorie zur Beschreibung aller auftretenden Phänomene besteht, werden mehrere Ansätze zur Erklärung des quantisierten Hall-Widerstandes vorgestellt. Am Ende des Kapitels werden der elektrische und optische Zusammenbruch des QH-Effektes diskutiert, wobei auf die Wechselwirkung von QH-Systemen mit Terahertz (THz)-Strahlung besonders eingegangen wird.

1.1 Der klassische Hall-Effekt

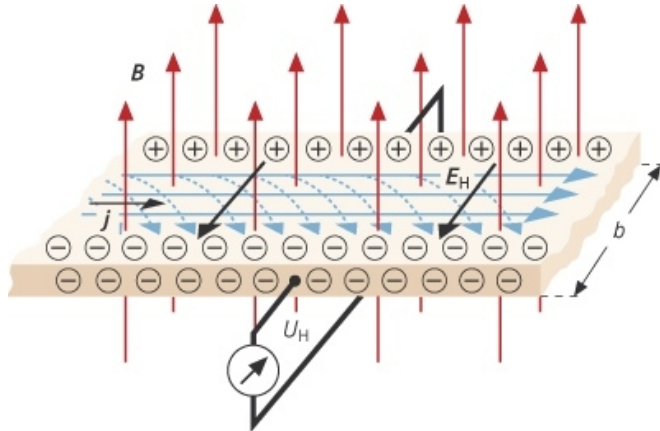


Abbildung 1.2: Hall – Effekt : Strombahnen (blau) des elektrischen Stroms vor (gestrichelt) und nach (ausgezogen) Ausbildung des elektrischen Hall-Feldes (Feldstärke E_H , Spannung U_H auf der Breite b) im angelegten homogenen Magnetfeld (Induktion B , rote Feldlinien; j – elektrische Stromdichte).

Der klassische Hall-Effekt tritt bei einem stromdurchflossenen elektrischen Leiter auf, der senkrecht zur Stromrichtung von einem Magnetfeld durchsetzt wird. In diesem Fall tritt senkrecht zur Stromrichtung

und zur Magnetfeldrichtung eine Spannung auf. Diese wird durch die Lorentzkraft $F_B = |\vec{F}_B|$ verursacht, welche die Elektronen auf eine Seite der Probe ablenkt und dort die Elektronendichte erhöht. Die nun auf der gegenüberliegenden Seite fehlenden Elektronen entsprechen positiven Ladungen. Es entsteht ein elektrisches Feld. Die Umverteilung der Elektronen endet, wenn sich die Lorentzkraft F_B und die elektrische Kraft $F_E = |\vec{F}_E|$ gerade kompensieren. Betrachtet man das Ganze betragsmäßig, ergibt sich:

$$F_B = F_E \quad (1.1)$$

$$evB = eE_H \quad (1.2)$$

mit E_H als Hall-Feld. Die Geschwindigkeit der Elektronen v lässt sich aus der Stromstärke I herleiten:

$$v = \frac{I}{bne} \quad (1.3)$$

mit b als Breite der Probe und n als Elektronendichte. Daraus ergibt sich die Hall-Spannung V_H :

$$V_H = bE_H = \frac{BI}{ne}. \quad (1.4)$$

Der Term $\frac{B}{ne}$ hat die Dimension eines Widerstands und wird deshalb als Hall-Widerstand R_H bezeichnet:

$$R_H = \frac{B}{ne}. \quad (1.5)$$

Beim Hall-Widerstand stehen im Gegensatz zum longitudinalen Widerstand Strom und Spannung senkrecht zueinander, und so handelt es sich nicht um einen Widerstand im eigentlichen Sinne.

1.2 Drude-Modell

Lässt man einen (Stromdichtevektor \vec{j}) senkrecht zu einem äußeren Magnetfeld \vec{B} durch einen Halbleiter fließen, so entsteht bei geeigneter Geometrie senkrecht zu Strom und Magnetfeld eine Querspannung V_H , die so genannte Hall-Spannung. Zunächst wird in diesem Kapitel der klassische Hall-Effekt ausgehend vom Drude-Modell behandelt [6, 7, 9]. Im Hinblick auf das Verständnis des Quanten-Hall-Effekts (QHE) ist es hierbei instruktiv, den Fall starker Streuung von dem nahezu ballistischen Bewegung der Ladungsträger zu unterscheiden. Als Ladungsträger kommen im Festkörper Elektronen sowie Löcher in Frage, und in der von uns verwendeten Probe handelt es sich um Elektronen.

Ein freies Elektron in einem elektrischen sowie einem darauf senkrecht stehenden magnetischen Feld ($\vec{E} = E_x \vec{e}_x$ und $\vec{B} = B_z \vec{e}_z$), bewegt sich auf einer so genannten Spiralbahn mit der Bewegungsgleichung:

$$\vec{F} = m_e \dot{\vec{v}} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (1.6)$$

Dabei ist e der Absolutbetrag der Ladung eines Elektrons mit Masse m_e und Geschwindigkeit \vec{v} . Die allgemeine Lösung dieser Bewegungsgleichung ist eine Zykloide [10, 11] mit der Zyklotronfrequenz $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ überlagert von einer gleichförmigen Bewegung der Geschwindigkeit $\frac{E}{B}$. Die gleichförmige Komponente der Bewegung ist dabei senkrecht zu beiden angelegten Feldern, \vec{E} und \vec{B} . Das Elektron bewegt sich also zyklodal entlang der Äquipotenziallinien.

Betrachtet man die Bewegung eines Elektrons in einem idealen Kristall, so kann die mittlere Wechselwirkung mit dem Kristallfeldpotential –also dem regelmäßigen Gitter– berücksichtigt werden, indem die freie Elektronenmasse m_e in Gleichung (1.6) durch die effektive Masse m^* ersetzt wird. In GaAs-Kristallen beträgt diese $m^* \approx 0.07m_e$. Im realen Festkörper muss außerdem noch die Streuung der Elektronen an Kristalldefekten, Gitterschwingungen und anderen Elektronen berücksichtigt werden. In einem phänomenologischen Ansatz führen wir die Impuls-Relaxationszeit τ ein, die ein Maß

dafür ist, in welcher Zeit die Ladungsträger ihren Impuls durch Streuprozesse verlieren. Die Bewegungsgleichung (1.6) nimmt somit die Form

$$\vec{F} = \left. \frac{d\vec{p}}{dt} \right|_{\text{Streuung}} + \left. \frac{d\vec{p}}{dt} \right|_{\text{Felder}} = \frac{m^* v}{\tau} - e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

an. Die Lösung dieser Differenzialgleichung ist für den statischen Grenzfall ($|\vec{F}| = F = 0$) einfach. Für ein Magnetfeld $\vec{B} = B\vec{e}_z$ in z -Richtung senkrecht zum elektrischen Feld ergibt sich in Matrixschreibweise:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m^*/e\tau & -B \\ +B & m^*/e\tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix}.$$

Da die Elektronen für die gewählten Randbedingungen keine Kraft in z -Richtung erfahren, beschreibt die zweidimensionale Darstellung das Problem vollständig. Diese Gleichung kann mit Hilfe der bereits eingeführten Zyklotronfrequenz

$\omega_c = \frac{eB}{m^*}$, der spezifischen Leitfähigkeit $\sigma_0 = e^2 n_e \tau / m^*$ und der Stromdichte $\vec{j} = e \langle \vec{v} \rangle n_e$ [12, 13] in Form des ohmschen Gesetzes $\vec{E} = \hat{\rho} \vec{j}$ geschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \sigma_0^{-1} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c \tau \\ \omega_c \tau & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix}, \quad (1.7)$$

wobei n_e die Ladungsträgerdichte und $\langle \vec{v} \rangle$ den Erwartungswert der Elektronengeschwindigkeit bezeichnen. Aufgrund des Magnetfeldes senkrecht zum elektrischen Feld geht der ohmsche Widerstand in den Widerstandstensor:

$$\hat{\rho} = \sigma_0^{-1} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c \tau \\ \omega_c \tau & 1 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

über. Wenn kein Magnetfeld anliegt, so verschwinden die Nicht-Diagonalelemente im Widerstandstensor, und Gleichung (1.7) beschreibt das bekannte ohmsche Gesetz $V = RI$. Der Längswiderstand (in Richtung des angelegten elektrischen Feldes) ist unabhängig vom Magnetfeld, und $\rho_{xx} = \rho_{yy} = \sigma_0^{-1}$. Der Querwiderstand (senkrecht zum angelegten elektrischen Feld) verhält sich wie $\rho_{yx} = -\rho_{xy} = \sigma_0^{-1} \omega_c \tau = B / e n_e$ und nimmt proportional zum Magnetfeld zu.

1.2.1 Der klassische Hall-Effekt für kleine Magnetfelder

Experimentell bestimmt man den Widerstandstensor in Gleichung (1.8), indem man durch eine rechteckige Probe (Länge l und Breite b) einen konstanten Strom $\vec{j} = j\vec{e}_x$ in Längsrichtung (x -Richtung) fließen lässt und den Spannungsabfall in Längsrichtung V_{xx} und in Querrichtung (in y -Richtung) V_{yx} in Abhängigkeit vom Magnetfeld $\vec{B} = B\vec{e}_z$ (in z -Richtung) misst. Unter der Annahme eines relativ geringen Magnetfeldes ($\omega_c \tau \ll 1$) gilt $E_x \gg E_y$, so dass im statischen Grenzfall ein gleichförmig über die Probe verteilter Strom in x -Richtung mit $j_x = I/b$ und $j_y = 0$ vorliegt. Anschaulich bedeutet die Bedingung $\omega_c \tau \ll 1$ eine so starke Streuung der Elektronen, dass deren Impulsverteilung im Wesentlichen der thermodynamischen Verteilung entspricht, welche von einer Driftbewegung der Elektronen entgegen der (elektrotechnisch vom Pluspol zum Minuspol definierten) Stromrichtung überlagert ist. Man definiert deshalb die Driftgeschwindigkeit der Elektronen $v_d = \langle v \rangle$. In diesem Fall ergibt sich für den Zusammenhang zwischen den Beiträgen des Widerstandstensors und den gemessenen Spannungsabfällen:

$$\rho_{xx} = \frac{V_{xx} b}{I l} \text{ und } \rho_{xy} = \frac{V_{xy}}{I}.$$

Ein Vergleich mit Gleichung (1.8) liefert die Ladungsträgerdichte in der Hall-Probe

$$n_e = (e \frac{d\rho_{xy}}{dB})^{-1} = \frac{I/e}{dV_{yx}/dB}$$

und schließlich die Beweglichkeit der Elektronen [9], welche als der Absolutbetrag des Verhältnisses der Driftgeschwindigkeit zum elektrischen Feld definiert ist:

$$\mu_e = \left| \frac{v_d}{E_x} \right| = \frac{\sigma_0}{en_e}$$

$$\mu_e = \frac{e\tau}{m^*}.$$

1.2.2 Klassische Betrachtung für hohe Magnetfelder

Nachdem im letzten Abschnitt der Grenzfall ($\omega_c\tau \ll 1$) behandelt wurde, soll er nun mit dem entgegengesetzte Grenzfall eines sehr großen Magnetfeldes ($\omega_c\tau \gg 1$) verglichen werden. Der Widerstandstensor (1.8) kann durch Matrixinversion in den Leitfähigkeitstensor, definiert über die Beziehung $\vec{j} = \hat{\sigma}\vec{E}$, überführt werden:

$$\hat{\sigma} = \sigma_0 \begin{pmatrix} \frac{1}{1+\omega_c^2\tau^2} & \frac{\omega_c\tau}{1+\omega_c^2\tau^2} \\ -\frac{\omega_c\tau}{1+\omega_c^2\tau^2} & \frac{1}{1+\omega_c^2\tau^2} \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

Wenn kein Magnetfeld angelegt ist, so verschwinden wie im Widerstandstensor auch im Leitwerttensor die Nicht-Diagonalelemente. Gleichung (1.9) beschreibt dann das ohmsche Gesetz in seiner skalaren Form, und es fließt ausschließlich Strom in Richtung des angelegten elektrischen Feldes. In Längsrichtung gilt für ein geringes Magnetfeld ($\omega_c\tau \ll 1$) entsprechend dem ohmschen Gesetz in erster Ordnung $\sigma_{xx} = \rho_{xx}^{-1} = \sigma_0$. Verblüffend ist die Situation entlang des angelegten elektrischen Feldes im Grenzfall eines hohen Magnetfeldes ($\omega_c\tau \gg 1$). Hier findet man:

$$\sigma_{xx} \rightarrow \frac{\sigma_0}{(\omega_c\tau)^2} = \frac{(en)^2}{B} \frac{1}{\sigma_0} \propto \rho_{xx}.$$

Dieser scheinbar paradoxe Zusammenhang, nämlich dass der Leitwert σ_{xx} in Längsrichtung proportional zum spezifischen Widerstand ρ_{xx} ist, zeigt deutlich, dass in Anwesenheit eines starken Magnetfeldes

das ohmsche Gesetz in der Form $V = RI$ seine Gültigkeit verliert. Für die Nicht-Diagonalelemente gilt dagegen für große Magnetfelder $-\sigma_{xy} = \rho_{xy}^{-1} (= e n_e / B)$. Für fast verschwindende Magnetfelder findet man $-\sigma_{xy} = \sigma_0^2 \rho_{xy}$.

1.3 Das zweidimensionale Elektronensystem

Wenn die Bewegung der Ladungsträger in einer Raumrichtung eingeschränkt wird, z.B. durch einen schmalen Potenzialtrog in z -Richtung, so dass sie sich nur noch in einer Ebene bewegen können, spricht man von einem zweidimensionalen Elektronensystem, oft auch als 2DES abgekürzt. Bei unserer Halbleiterprobe wird der Quantentrog durch die Wahl der Schichtabfolge beim Wachstum mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) realisiert. Die Bandlücke von $\text{Hg}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}\text{Te}$ ist größer als die von $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$, so dass die Elektronen im Potenzialtopf des $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ gefangen sind. Der schematische Bandverlauf ist in Abb.1.3 dargestellt.

Das Verhalten von HgCdTe im Quantengraben ist komplex: Für Dicken unterhalb 6 nm ist es ein Halbleiter, für $6 \text{ nm} \leq d \leq 12 \text{ nm}$ ist es ein Halbmetall und für größere Dicken ist es ein Halbleiter mit invertiertem Bandverlauf (siehe Abbildung 1.4). Die genaue Lage des Potenzialtopfes wird dabei von der Ausdehnung der Ortswellenfunktion der Elektronen und deren Wechselwirkung bestimmt. Wichtig ist hierbei, dass die endliche Ausdehnung der Ortswellenfunktionen der Elektronen bewirkt, dass das 2DES von der Kontaktfläche der beiden Materialien separiert ist. Dadurch ist die Streuung der Ladungsträger des 2DES an Oberflächendefekten der Kontaktfläche minimiert. Aufgrund der starken räumlichen Einschränkung in diesem Potenzial ergibt sich aus der Lösung der Schrödingergleichung, dass das Energiespektrum in z -Richtung diskret ist, während in den anderen Raumrichtungen (bei genügend großer lateraler Ausdehnung der Probe) keine Einschränkung vorliegt. Es bilden sich so genannte Subbänder aus.

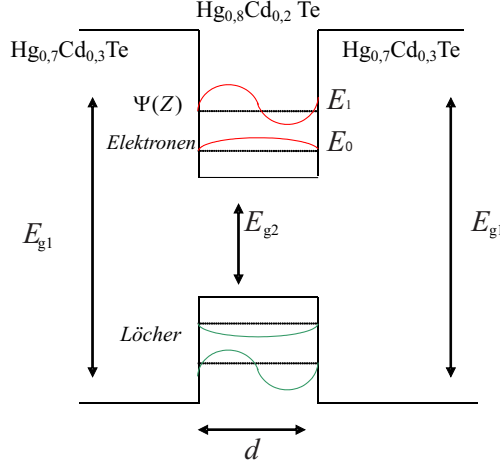


Abbildung 1.3: Schematischer Bandverlauf eines symmetrisch dotierten $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ -Quantengrabens mit $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ -Barrieren. Die zugehörigen Energieeigenwerte und Wellenfunktionen der Elektron und Löcher sind ebenfalls in Abbildung zu sehen.

Die Dispersionsrelation für Elektronen im 2DES lautet:

$$E = E_c + \varepsilon_s + \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2). \quad (1.10)$$

E_c ist die Energie des Leitungsbandes im Minimum des Potenzialtopfs. Die Subbandenergie ε_s entsteht durch die Quantisierung der Bewegung in z -Richtung aufgrund des Potenzialtopfes. Bei den tiefen Temperaturen im Experiment befinden sich die Elektronen im untersten Subband mit Energieniveau ε_0 . Der letzte Term beschreibt schließlich die kinetische Energie, die die Ladungsträger aufgrund ihrer freien Bewegung in der xy -Ebene besitzen. Als nächstes soll die Zustandsdichte der Elektronen im 2DES bestimmt werden. Dazu zählen wir zunächst im $k_x - k_y$ -Impulsraum die Zustände, die sich innerhalb eines Kreises mit dem Radius k befinden. Mit periodischen Randbedingungen erhält man die möglichen quantisierten Werte:

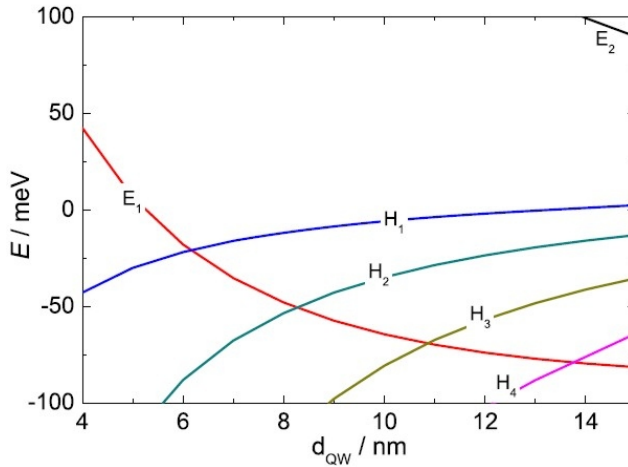


Abbildung 1.4: Die Abbildung zeigt die Bandstruktur von HgTe-Quantengraben mit einer Dicke von 4 nm-15 nm [14].

$$k_x = n_x(2\pi/l) \text{ und } k_y = n_y(2\pi/b)$$

wobei b und l die Abmessungen der Probe in x - und y -Richtung sowie n_x und n_y ganze Zahlen sind. Mit der Probenfläche $S = lb$ ergibt sich die Fläche, die ein Zustand im Impulsraum einnimmt:

$$\frac{2\pi}{l} * \frac{2\pi}{b} = \frac{4\pi^2}{S}.$$

Unter Berücksichtigung der Spinentartung (2 Zustände pro $\frac{4\pi^2}{S}$) ergibt sich die Anzahl der Zustände $Z(E)$ innerhalb eines Kreises mit Fläche πk^2 im Impulsraum (für $E > E_c + \varepsilon_0 \equiv E_0$) als

$$Z(E) = 2 \frac{\pi k^2}{4\pi^2/S} = S \frac{k^2}{2\pi} = \frac{mS}{\pi \hbar^2} (E - E_0),$$

wobei das letzte Gleichheitszeichen aus (1.10) folgt. Die Zustandsdichte im 2DEG nimmt die Form

$$N(E) = \frac{1}{S} \frac{d}{dE} Z(E) = \frac{m}{\pi \hbar^2} \theta(E - E_0) \quad (1.11)$$

an, wobei die Theta-Funktion folgendes Verhalten zeigt

$$\theta(E - E_0) = \begin{cases} 0 & \text{für } E < E_0 \\ 1 & \text{für } E > E_0 \end{cases}$$

Sie drückt aus, dass keine Zustände mit $E < E_0$ existieren. Für $E > E_0$ ist die Zustandsdichte der Ladungsträger im 2DES also unabhängig von der Energie.

1.4 Quantisierung im Magnetfeld

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, dass die räumliche Einschränkung des Elektronensystems in einer Dimension zu einer Quantisierung des Energiespektrums hinsichtlich dieser Dimension führt. Eine weitere Möglichkeit, das Energiespektrum des Elektronensystems zu quantisieren, ist die durch das Anlegen eines großen Magnetfelds. Die Drehimpulsquantisierung bewirkt nämlich, dass eine Bewegung senkrecht zum Magnetfeld nur innerhalb bestimmter Zyklotronradien $R_c = v/\omega_c$ erlaubt ist. Ist das Magnetfeld zusätzlich senkrecht zu einem (quasiklassisch) 2DES ausgerichtet, so ist die Bewegung der Elektronen in allen drei Raumrichtungen eingeschränkt. Voraussetzung für die Beobachtung der Quanteneigenschaften des Energiespektrums ist allerdings, dass die Ladungsträger nicht bei weniger als einem quasiklassischen Umlauf aus ihren Zyklotronradien herausgestreut werden, also $\omega_c \tau \gg 1$ gilt. Außerdem wird sich herausstellen, dass eine zweite Bedingung erfüllt sein muss, nämlich dass der Abstand zwischen den erlaubten Energiequanten größer als die thermische Energie der Elektronen (an der Fermi-Energie) ist.

1.4.1 Landau-Quantisierung

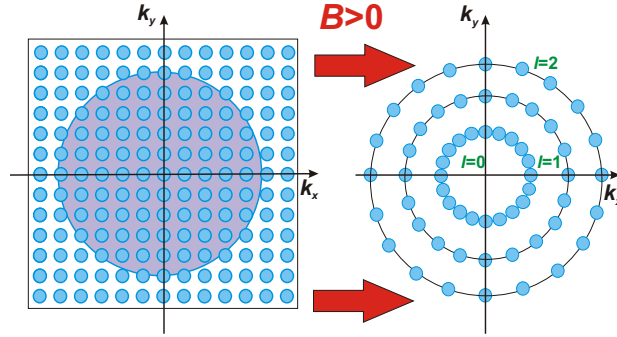


Abbildung 1.5: Einfluss eines Magnetfelds auf die Eigenwerte der Wellenvektoren freier Elektronen in der xy -Ebene. Die Komponente der Wellenvektoren in Feldrichtung wird nicht beeinflusst. a) Erlaubte Wellenvektoren ohne Magnetfeld, b) erlaubte Wellenvektoren im Magnetfeld [24].

Um die Energiequantisierung im Magnetfeld zu untersuchen, stellen wir zunächst die Schrödinger-Gleichung für ein zweidimensionales Elektronensystem auf

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\vec{\nabla} - \frac{e\vec{A}(x,y)}{i\hbar} \right)^2 \psi(x,y) = E(x,y)\psi(x,y) \quad (1.12)$$

Hierbei wurde der Energienullpunkt so gewählt, dass kein konstanter Potenzialterm auftritt. Außerdem wurde das Randpotenzial vernachlässigt. Das magnetische Vektorpotenzial \vec{A} muss so gewählt werden, dass $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ erfüllt ist. Bei einem \vec{B} -Feld in z -Richtung (senkrecht zum 2DES) wählt man gemäß der Landau-Eichung das Vektorpotenzial zu $\vec{A} = (0, B_{zx}, 0)$ und $\psi(x,y) = e^{-ik_y y} \varphi(x)$. Damit muss $\varphi(x)$ eine Lösung der folgenden eindimensionalen Schrödinger-

gleichung sein:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{eBk_y x}{\hbar} - k_y^2 - \frac{e^2 B^2 x^2}{\hbar^2}\right)\varphi(x) = E\varphi(x). \quad (1.13)$$

Unter Verwendung der Zyklotron-Frequenz $\omega_c = eB/m^*$ und der Substitution $x_0 \equiv \hbar k_y / eB$ ergibt sich schließlich:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2 \varphi(x)}{\partial x^2} + \frac{m^*}{2}\omega_c^2(x - x_0)^2 \varphi(x) = E\varphi(x). \quad (1.14)$$

Dies ist die Differenzialgleichung eines eindimensionalen harmonischen Oszillators mit den Hermite-Polynomen als Lösungen. Für die Eigenwerte der Energien ergeben sich die so genannten *Landau – Niveaus* [8, 16, 23]:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c, \quad (1.15)$$

wobei $\frac{1}{2}\hbar\omega_c$ die Nullpunktsenergie und $n = 0; 1; 2; \dots$ die Quantenzahl der Landau-Niveaus ist. Zusammenfassend ist festzustellen, dass sich durch ein Magnetfeld senkrecht zur xy -Ebene, in der sich ein 2 DES befindet, eine vollständige Quantisierung des Elektronenenergiesystems ergibt [16]. Die Energiezustände sind ausschließlich von der Quantenzahl n abhängig, womit das Elektronensystem entartet ist. Berücksichtigt man zusätzlich den Elektronen-Spin, muss die Formel (1.15) erweitert werden. Der Spin wechselwirkt auf Grund seines magnetischen Moments mit dem äußeren Magnetfeld und führt somit auf den Zeeman-Term. Die Gesamtenergie unter Berücksichtigung des Spins folgt damit zu:

$$E^{Ges} = \hbar\omega_c\left(n + \frac{1}{2}\right) + sg^*\mu_B B_{total} \quad s = \left[+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right]. \quad (1.16)$$

In Gl. (1.16) steht $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ für das Bohrsche Magneton, g^* für den Landé-Faktor, der die Austauschwechselwirkung zwischen den Elektronen beschreibt, und B_{total} steht für das auf den Elektronen-Spin s wirkende totale Magnetfeld (B_z hingegen beschreibt die zum 2

DES senkrechte Magnetfeldkomponente). Zwischen den Landauniveaus sind keine Zustände möglich. Wenn nicht auf Grund thermischer Anregung höher Zustände besetzt werden, sind alle Landau–Niveaus unter dem höchsten voll besetzt. Dabei trägt jedes Landau–Niveau den Entartungsgrad N_L (vgl.auch gl(1.14)):

$$N_L = \frac{eB}{h}. \quad (1.17)$$

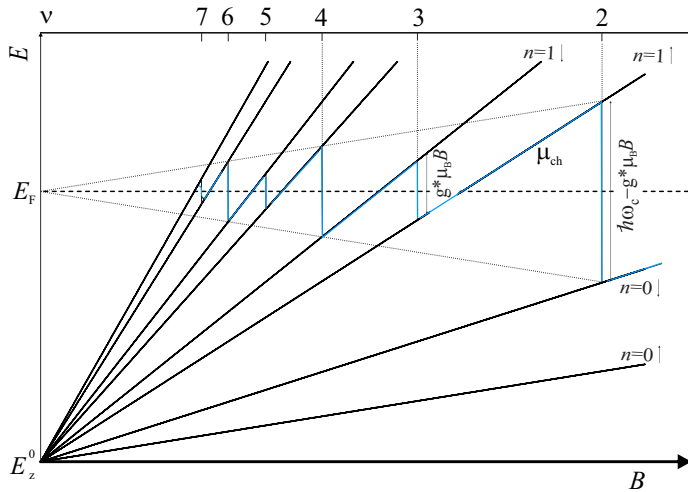


Abbildung 1.6: Verlauf der Fermienergie in Abhängigkeit des Magnetfeldes.

Bei tiefen Temperaturen sind nur die untersten Landau-Niveaus besetzt, wobei die Zahl der besetzten Niveaus durch die Lage der Fermi-Energie bestimmt ist. Davon hängt auch ab, wieviele Zustände es in jedem Niveau gibt. Man definiert den sogenannten *Füllfaktor* ν , der die Zahl der besetzten Landau-Niveaus angibt, und der bei aufgehobener Spin-Entartung wie folgt geschrieben werden kann [22]:

$$\nu = \frac{n_e h}{e B}. \quad (1.18)$$

Betrachtet man die Fermienergie in Abhängigkeit des Magnetfeldes, so ergibt sich der in Abb. 1.6 skizzierte oszillierende Verlauf periodisch in $1/B$. Auch die Zustandsdichte an der Fermi-Energie oszilliert mit veränderlichem Magnetfeld. Dieser Sachverhalt führt auch zu den sogenannten *Shubnikov- de Haas*-Oszillationen des Längswiderstandes, da die Leitfähigkeit durch die Zahl der freien Zustände an der Fermi-Energie bestimmt wird.

1.4.2 Lokalisierte Zustände

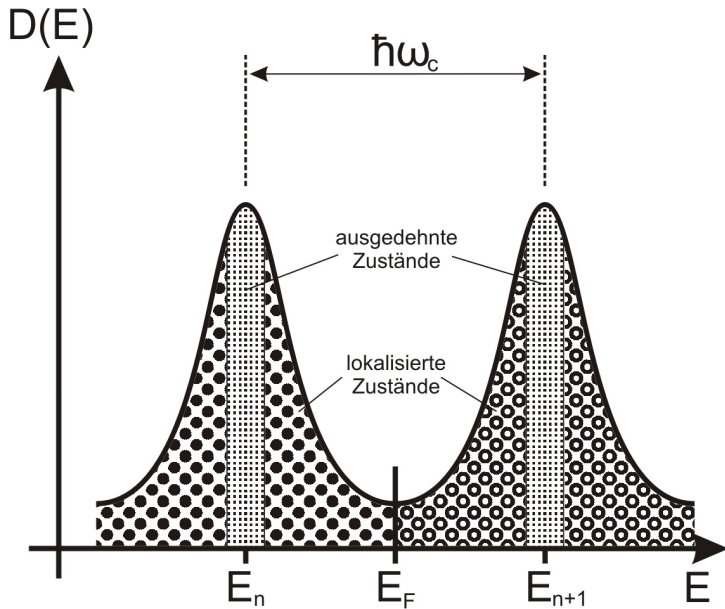


Abbildung 1.7: Zustandsdichte eines 2DES im quantisierenden Magnetfeld für den Fall, dass die Landau-Niveaus durch Unordnung verbreitert sind. Nur im Zentrum der Landau-Niveaus liegen ausgedehnte Zustände, die Strom tragen können; die lokalisierten Zustände in den Beweglichkeitslücken tragen (bei $T = 0$) nicht zum Transport bei.

Wird nun die Magnetfeldstärke erhöht, so wird nach Gleichung 1.17 der Entartungsgrad jedes Landau–Niveaus sowie ihr energetischer Abstand höher. Dadurch kommen Elektronen von energetisch höheren Zuständen in tiefer liegenden Niveaus, das höhere Landau–Niveau beginnt sich zu entleeren. Ist infolge des starken Magnetfelds der Entartungsgrad so hoch, dass alle Elektronen des höheren Landau–Niveaus aufgenommen werden können, so springt die Fermi–Energie (die der Energie des höchsten nicht leeren Landau–Niveaus folgt) auf das energetisch tiefer liegende Niveau. Die Folge davon ist, dass die Ausdehnung der Hall–Plateaus sowie die Stellen, an dem der Längswiderstand verschwindet, gegen Null geht, was jedoch Messungen widerlegen. Also müssen die Elektronen zwischen zwei Landau–Niveaus weitere Zustände besetzen, um das Hall–Plateau zu verbreitern. Diese Zustände werden lokalisierte Zustände genannt und gehen auch auf Verunreinigungen in der Probe zurück. So entsteht eine Art Puffer, in dem die Elektronen beim Entleeren bzw. Auffüllen eines Landau–Niveaus übergehen können (siehe Abbildung 1.7). Dieses bleibt somit über ein längeres Magnetfeldintervall besetzt und beginnt sich erst zu entleeren, wenn die lokalisierten Zustände durch ein noch stärkeres Magnetfeld ebenfalls leer sind. Folglich ist der Grund, warum der Quanten–Hall–Effekt beobachtet werden kann, dass lokalisierte Zustände in der Probe vorliegen.

1.4.3 Thermische Streuung an der Fermi-Energie

Für die Diskussion der Streuung von Elektronen im Festkörper sind die besonderen Eigenschaften von Fermi-Teilchen entscheidend, die hier noch einmal skizziert werden sollen. In der Literatur gibt es viele zusammenfassende Artikel [25–28] und Lehrbücher [29], die sich mit der Berechnung der aus den verschiedenen Streuprozessen resultierenden Beweglichkeiten beschäftigen.

Bei der Temperatur $T = 0$ wären sämtliche Zustände mit $E < E_F$ mit Ladungsträgern besetzt, während außerhalb der Fermi-Kugel alle Zustände frei wären. Befindet sich die Fermi-Energie gerade im Bereich eines Landau–Niveaus, so sind dessen Zustände nur zum

Teil besetzt. Bei endlichen Temperaturen streuen Ladungsträger mit $|E - E_F| \leq k_B T$ an thermischen Gitterschwingungen. Es werden also auch Ladungsträger aus der Fermi-Kugel herausgestreut, und die Fermi-Verteilung weicht auf. Da im Metall aber typischerweise selbst bei Raumtemperatur $k_B T \ll E_F$ ist, betrifft dies höchstens einen kleinen Teil der Ladungsträger. Alle anderen Elektronen mit niedrigeren Energien $|E - E_F| \gg k_B T$ können dagegen nicht thermisch streuen, weil im Phasenraum im Umkreis mit $\delta E \approx k_B T$ keine freien Zustände vorhanden sind. Für $\hbar\omega_c \gg k_B T$ können deshalb die Elektronen in den voll besetzten Landau-Niveaus nicht streuen. Bei hohen Temperaturen bzw. geringen Magnetfeldern mit $\hbar\omega_c \ll k_B T$ ist die thermische Verbreiterung der Fermi-Verteilung so groß, dass die Landau-Niveaus an der Fermi-Energie nicht energetisch getrennt sind. Die Modulation der Zustandsdichte bei der Fermi-Energie ist nur schwach ausgeprägt. Erst bei genügend tiefen Temperaturen bzw. hohen Magnetfeldern mit $\hbar\omega_c \gg k_B T$ existieren Magnetfelder, bei denen keine Elektronen gestreut werden können, weil kein einziges Landau-Niveau mit der aufgeweichten Fermi-Verteilung überlappt, und es kann Landau-Quantisierung beobachtet werden.

1.4.4 Das Randkanalmodell

Nach der Diskussion in den letzten beiden Abschnitten sollte man erwarten, dass für $\hbar\omega_c \gg k_B T$ immer dann, wenn gerade kein Landau-Niveau mit der Fermi-Energie überlappt, Lokalisierung auftritt und der Widerstand maximal wird. In Wirklichkeit ist aber genau das Gegenteil der Fall. Der Widerstand ist minimal, wenn die Fermi-Energie zwischen zwei Landau-Niveaus liegt. Wie aber kann eine Probe Strom transportieren, wenn es zwischen den Landau-Niveaus gar keine Zustände gibt? Die Antwort ist, dass sich solche Zustände, die am Rand der Probe anzusiedeln sind, aufgrund der endlichen Abmessungen der Probe ausbilden. Dies ergibt sich, wenn man den Einfluss des bisher vernachlässigten Randpotenzials berücksichtigt [30].

Am Rand der Probe resultiert durch Streuung eine Driftbewegung in y -Richtung, die diamagnetischen Skipping-Orbits (Abb. 1.8 b). Die-

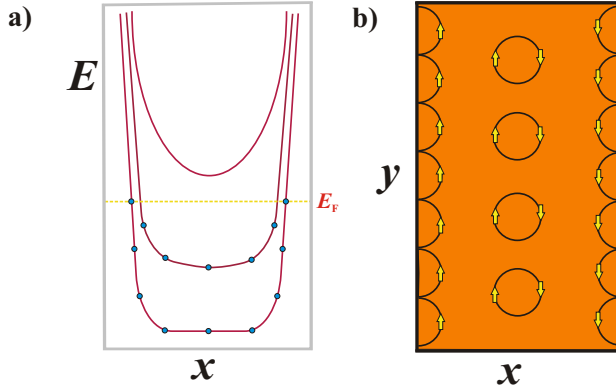


Abbildung 1.8: Randkanäle im zweidimensionalen Elektronensystem. **a)** Das Randpotenzial bewirkt eine Verbiegung der Landau-Niveaus an der Begrenzung der Probe. **b)** Schematische Darstellung der Bahnkurven. Im Innern der Probe treten geschlossene Zyklotronbahnen auf. An den Probenrändern werden die Elektronen reflektiert und tragen zum Stromtransport bei [32].

sen kann man die durch das Einschluss-Potenzial gestörten Landau-Niveaus (Abb. 1.8 a) zuordnen. Jedes besetzte Landau-Niveau bildet einen Randkanal für jede Probenseite aus. Bei Berücksichtigung einer von außen aufgeprägten elektrochemischen Potenzialdifferenz ($\Delta\mu = eV$), ergibt sich nach Berechnungen von MacDonald und Středa [31], dass ohne Streuung an Störstellen jeder dieser $2(l+1)$ (l ist die Landau-Quantenzahl, die bei $l=0$ beginnt) eindimensionalen Randkanäle einen Strom:

$$I_l = \frac{e}{h}(\Delta\mu) = \frac{e^2}{h}V \quad (1.19)$$

von einem Stromkontakt zum anderen trägt. Da das chemische Potenzial der Potenzialkontakte einer Probenseite jeweils mit einem Strom-

kontakt übereinstimmt, fällt an gegenüberliegenden Potenzialkontakten gerade die Hall-Spannung V_H ab. In Abhängigkeit vom Füllfaktor ν , der die Anzahl der vorhandenen Randkanäle beschreibt, lässt sich damit der Gesamtstrom formulieren:

$$I = \text{int}(\nu) \frac{e^2}{h} V_H \Leftrightarrow R_H = \frac{1}{\text{int}(\nu)} \frac{h}{e^2}. \quad (1.20)$$

Im Ergebnis von Untersuchungen der Stromverteilung in QH-Proben mit der Rasterkraftmikroskopie geht man davon aus, dass ein Strom von mehreren Mikroampere nicht in schmalen Randkanälen fließen kann [33] und eine Verbindung dieses Randkanalmodells mit dem Modell der perkolierenden Stromkanäle im Probeninneren vollzogen werden muss.

Eine detaillierte Zusammenfassung zu diesem Modell wird in [34] gegeben.

1.4.5 Der Shubnikov-de-Haas-Effekt

In der Festkörperphysik beschreibt der Shubnikov-de-Haas-Effekt die Oszillation des elektrischen Widerstands eines reinen Einkristalls in Abhängigkeit von einem starken äußerem Magnetfeld bei tiefen Temperaturen. Der nach Lew Wassiljewitsch Shubnikov und Wander Johannes de Haas benannte Effekt beruht auf den gleichen physikalischen Grundlagen wie der de-Haas-van-Alphen-Effekt. Dagegen beschreibt der ebenfalls in diesem Themenbereich anzusiedelnde Hall-Effekt eine sich senkrecht zu einem Stromfluss ausbildende elektrische Spannung. Die Oszillationen im Widerstand bei einem extern angelegten Magnetfeld wurden erstmals 1930 an Wismut von den beiden Namensgebern entdeckt [15]. Diese Ergebnisse stützten die Vorhersagen zur Quantisierung der Energiezustände im Magnetfeld in Landau-Niveaus durch experimentelle Ergebnisse [16]. Bei niedrigen Temperaturen und starken Magnetfeldern verhalten sich die freien Elektronen wie quantenmechanische harmonische Oszillatoren, das heißt, ihre Energieniveaus senkrecht zum Magnetfeld sind quantisiert (Landau-Niveau). Bei stärker werdendem Magnetfeld nimmt der Abstand die-

ser Niveaus zu, und ihre Lage verschiebt sich relativ zur Fermienergie. Wenn die Fermienergie dabei innerhalb eines - durch Elektron-Phonon-Stöße zu einem Band verbreiterten - Landau-Niveaus liegt, ist Streuung der Elektronen möglich und der elektrische Widerstand ändert sich abhängig vom Magnetfeld. Er wird maximal, wenn die Fermi-Energie in der Mitte des Niveaus liegt, da dann das Verhältnis von Leitungselektronen zu freien, durch Streuung erreichbaren Zuständen, gerade eins wird. Wenn die Fermi-Energie zwischen zwei Landau-Niveaus liegt, dann können die Elektronen aufgrund der niedrigen Temperatur die Energielücke zum nächsten Niveau nicht überwinden, Streuung ist nicht mehr möglich und die Leitfähigkeit und der Längswiderstand sinken. Diese Minima treten immer bei ganzzahligen Füllfaktoren ν auf. Da nach Gleichung 1.18 der Füllfaktor ν umgekehrt proportional vom Magnetfeld B_z abhängt, ergibt sich eine Oszillationsperiode von $\frac{1}{B_z}$ mit:

$$\Delta \left(\frac{1}{B_z} \right) = \frac{e}{n_e h}. \quad (1.21)$$

Damit sind die SdH-Oszillationen über die Veränderung der Zustandsdichte an der Fermi-Energie bei Variation des Magnetfeldes B_z begründet.

1.5 Der Quanten-Hall-Effekt

Etwa 100 Jahre nach der ersten Veröffentlichung zum klassischen Hall-Effekt durch E. H. Hall hat Klaus von Klitzing am 5. Februar 1980 den Quanten-Hall-Effekt (QHE) entdeckt. Dadurch wurde die physikalische Forschung der letzten 30 Jahre so maßgebend beeinflusst, dass der Quanten-Hall-Effekt bis zum heutigen Tag nichts an Aktualität verloren hat. Im Hochfeldmagnetlabor in Grenoble gelangen von Klitzing präzise Messungen des quantisierten Hall-Widerstands R_{xx} , der nur von den Fundamentalkonstanten h (Plancksches Wirkungsquantum) und e (Elementarladung) abhängt

(siehe Abbildung 1.9).

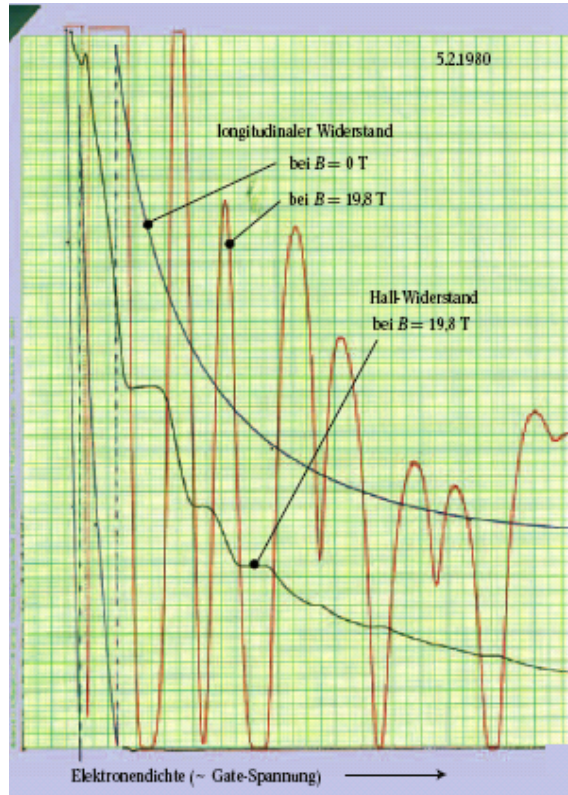


Abbildung 1.9: Das erste Experiment zum Quanten-Hall-Effekt, durchgeführt bei der Temperatur von flüssigem Helium. Ohne Magnetfeld nimmt der elektrische Widerstand (blau) des Silizium-MOSFETs monoton als Funktion der Gate-Spannung ab, da die Elektronendichte linear mit der Gate-Spannung zunimmt. Bei einem Magnetfeld von 19,8 T weist der Hall-Widerstand (schwarz) deutliche Plateaus auf bei Gate-Spannungen, bei denen der longitudinale Widerstand (rot) verschwindet. Die Markierung zeigt auf das quantisierte Hall-Plateau um den Füllfaktor $\nu = 4$ [21].

Für die Messungen wurden Halbleiter-Feld-Effekt-Transistoren aus Silizium-Metall-Oxid (MOSFETs) verwendet, welche Temperaturen von flüssigem Helium ($T < 4.2 \text{ K}$) sowie einem starken Magnetfeld ausgesetzt waren. Der QHE zeichnet sich durch eine Quantisierung des Hall-Widerstandes R_{xy} aus, welcher Plateaus bei den Werten $R_{xy} = \frac{1}{i} \frac{h}{e^2}$ ausbildet. Hierbei bezeichnet i die Anzahl der komplett gefüllten Landau-Niveaus (bei Aufhebung der Spinentartung). Eine weitere Beobachtung war das Verschwinden des longitudinalen Widerstandes R_{xx} , das sich mit jedem ausgebildeten Plateau einstellte und somit einen verlustfreien Stromfluss repräsentierte. Die große Genauigkeit der Quantisierung, sowie deren Reproduzierbarkeit und Unabhängigkeit von der Probengeometrie führten dazu, dass der QHE heute weltweit als Referenzwiderstand Verwendung findet. Der Wert $\frac{h}{e^2}$ wird nach dem Entdecker des QHE als von Klitzing-Konstante bezeichnet, welche dem Wert $R_K = \frac{1}{i} \frac{h}{e^2} = \frac{25.812,807}{i} \Omega$, ($i = 1, 2, 3, \dots$) entspricht [21]. Für diese besondere Leistung wurde Klaus von Klitzing 1985 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet [17].

1.5.1 Der fraktionale Quanten-Hall-Effekt

Nur zwei Jahre nach der Entdeckung des integralen Quanten-Hall-Effekts durch Klaus von Klitzing allerdings fanden Tsui, Störmer und Gossard [35, 36] in hochreinen Heterostrukturen bei sehr tiefen Temperaturen ein zusätzliches Plateau in der Hall-Spannung beim Füllfaktor $\nu = \frac{1}{3}$. Kurz nach der experimentellen Entdeckung konnte dies mit einer Theorie erklärt werden, die die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen berücksichtigt. In der Folgezeit wurden zunehmend Plateaus bei gebrochenzahligen Füllfaktoren beobachtet. Dieser gebrochenzahlige oder fraktionale Quanten-Hall-Effekt (FQHE) zeichnet sich dadurch aus, dass zusätzlich zu den Plateaus bei ganzzahligen Füllfaktoren auch Plateaus bei gebrochenzahligen Füllfaktoren auftreten, für die gilt:

$$\nu = \frac{p}{q} \tag{1.22}$$

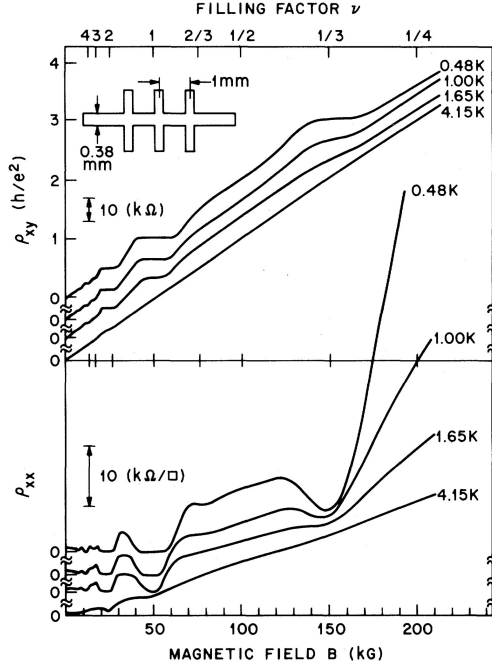


Abbildung 1.10: Die Messung von Tsui, Störmer und Gossard, die zum ersten mal gebrochene Füllfaktoren zeigte [35].

wobei p und q ganzzahlig und q außerdem ungerade ist. Der Füllfaktor gibt auch hier die (beim FQHE nicht ganzzahlige) Anzahl der Landau-niveaus an, die mit Elektronen besetzt sind.

Im Laufe der Jahre konnten Heterostrukturen mit immer höherer Beweglichkeit hergestellt werden, und in demselben Maße wurden immer mehr fraktionale Füllfaktoren aufgelöst. Besonders ausgeprägt sind die Effekte bei Füllfaktoren, für die gilt:

$$\nu = \frac{p}{2p+1} \quad (1.23)$$

und

$$\nu = 1 - \frac{p}{2p+1}. \quad (1.24)$$

Im Jahre 1989 wurde der gebrochenzahlige Quanten-Hall-Effekt von Jain [37] als Quanten-Hall-Effekt von so genannten composite fermions (zusammengesetzte Fermionen) interpretiert. Diese Verbundfermionen sind Teilchen, die aus einer ungeraden Zahl von Elektronen und einer geradzahligem Anzahl von angehängten magnetischen Flussquanten bestehen. Sie tragen, wie Elektronen, ganzzahlige Ladung. Das Anhängen der Flussquanten bewirkt allerdings ein homogenes Magnetfeld, das in Gegenrichtung zum äußeren Feld wirkt. Demnach spüren die Composite Fermions ein reduziertes effektives Magnetfeld, das z.B. für ein Elektron mit zwei angehängten Flussquanten bei Füllfaktor $1/2$ gleich Null ist. Damit wird der gebrochenzahlige Quanten-Hall-Effekt auf eine sehr intuitive Weise auf den integralen Quanten-Hall-Effekt zurückgeführt. Diese Theorie wird als Erklärungsmodell für viele aktuelle Forschungsergebnisse verwendet.

1.5.2 Laughlins Theorie

Das neue Plateau für $\nu = \frac{1}{3}$ stand im Widerspruch zur bisherigen Theorie, die nur ganzzahlige Bruchteile von h/e^2 voraussagt. Dieser Widerspruch legte nahe, dass die stromtransportierenden Teilchen in diesem Zustand die gebrochene Ladung $e/3$ tragen. Laughlin erklärte dies mit einem neuen Quantenzustand, eine Quantenflüssigkeit, deren Anregungen durch gebrochenzahlige Ladungen charakterisiert sind. Jain [37] lieferte 1989 ein anschauliches Bild, das den fraktionierten Quanten-Hall-Effekt auf den ganzzahligen Fall mit Hilfe von "composite fermions" zurückführt. Das composite fermion, das eine ganzzahlige Ladung trägt, spürt durch die Flußquanten ein reduziertes effektives Magnetfeld. So kann der FQHE auf den ganzzahligen Quanten-Hall-Effekt zurückgeführt werden. Eine kurze Einführung in die Theorie von Laughlin und den "composite fermions" findet man in [38].

1.6 Der Zusammenbruch des QHE

Die physikalischen Grenzen des Quanten-Hall-Effekts (QHE) wurden kurz nach der Entdeckung des Effekts untersucht [39,40]. Für die Ausbildung des Quanten-Hall-Plateaus erwiesen sich die Elektronendichte, die Elektronenbeweglichkeit, die Probentemperatur und der elektrische Strom durch das 2DES als wichtig. Der Zusammenbruch des QHE erwies sich natürlich in der Grundlagenforschung aufgrund seiner Bedeutung für das Verständnis der wichtigsten Grundlagen des QHE als interessant. Aufgrund dieser Aspekte beteiligten sich Wissenschaftler von Nationalen Instituten für Standards [39,41,42] oder aus der Grundlagenforschung [40,43–45] an der Untersuchung des Zusammenbruchs des QHE. Bis jetzt wurden unterschiedliche Mechanismen und Modelle zur Erklärung des Zusammenbruchs des QHE vorgeschlagen. Diese wurden zum Beispiel auf die effektive Verringerung der Landau-Lücke durch das elektrische Feld (Inter-Landau-Niveau-Übergänge) [46,47], auf Intra-Landau-Niveau-Übergänge [48], auf die Aufheizung von Elektronen (Elektron-Phonon-Wechselwirkung) [8,39,49] oder auf die Bildung von kompressiblen und inkompressiblen Inseln [50] zurück geführt. Jedoch ist bisher kein Mechanismus oder Modell dazu in der Lage, alle experimentell beobachteten Vorgänge korrekt wiederzugeben [45,51–53]. Im folgenden sollen zwei bisher vergleichsweise erfolgreiche Modelle vorgestellt werden. Zum einen wird auf das Modell eingegangen, welches quasi-elastische Inter-Landau-Niveau-Streuprozesse als für den Zusammenbruch des QHE verantwortlichen Prozess sieht (QUILLS-Modell) [54]. Desweiteren soll das Hot-Electron-Modell (Aufheizung der Elektronen) [55] präsentiert werden.

1.6.1 QUILLS-Modell

Mit dem QUILLS-(Quasi-elastische Inter-Landau-Level-Streuprozesse)-Modell wollten Eaves und Sheard 1986 Ergebnisse erklären [54], die kurz zuvor von Bliek et al. veröffentlicht wurden [42]. Bliek et al. hatten als erste eine Breakdown-Stromdichte

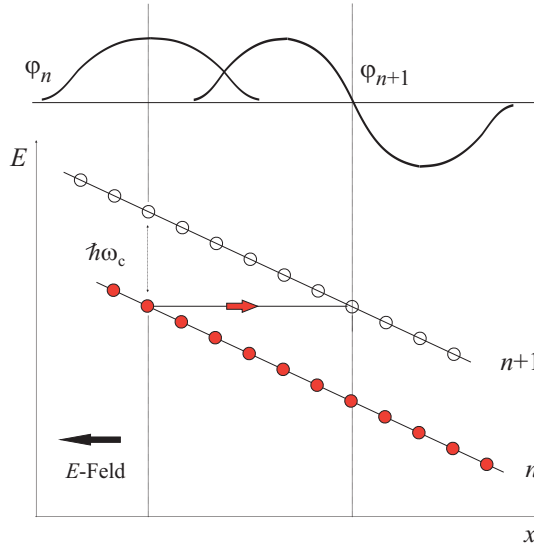


Abbildung 1.11: Das Hall-Feld in x -Richtung führt zur Verkipfung der Landau-Niveaus. Aufgrund einer Überlappung der Elektronenwellenfunktionen φ , ist das Tunneln in das höhere Landau-Niveau ermöglicht.

von etwa 30 A/m an GaAs/AlGaAs-Proben bei einer Kanalbreite von 1 μm ermittelt (Die kritische Stromdichte liegt typischerweise in einem Bereich von 0.3 A/m bis 1 A/m [57]). Nach diesem Modell wird der Zusammenbruch des QHE durch Hall-Feld-induziertes Tunneln von Elektronen aus dem höchsten besetzten Landau-Niveau in das niedrigste unbesetzte Niveau verursacht. Die Landau-Niveaus sind aufgrund des Hall-Feldes verkippt, was zu einem Überlapp der Wellenfunktionen beider Landau-Niveaus führt, wie in der Abbildung 1.11 zu sehen ist.

1.6.2 Das Hot-Electron-Modell

Das Hot-Electron-Modell (HEM) ist ein thermodynamisches Modell, das die dem 2 DES zugeführte Leistung pro Fläche und Zeiteinheit

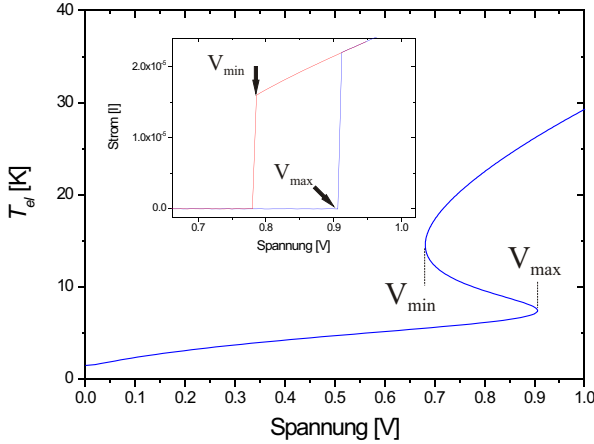


Abbildung 1.12: Elektronentemperatur T_{el} als Funktion der angelegten Spannung. Inneres Diagramm: Ausschnitt aus der I - V -Kennlinie der Probe, welche einen Vergleich der gemessenen und modellierten Werte für V_{min} und V_{max} ermöglicht [60].

mit der Verlustleistung des 2 DESs vergleicht. Die ersten Berechnungen zum Hot-Electron-Modell wurden von Komiyama et al. durchgeführt [40, 45, 59]. Später befasste sich Nachtwei noch ausführlich mit der Ausarbeitung dieses Modells [56, 57]. Die Arbeitsgruppe Nachtwei hat das Modell experimentell überprüft [60], indem die durch die Messungen von Frequenz- und Temperaturabhängigkeit an einem QH-Systemen (QHS) mit Corbino-Geometrie im kritischen und subkritischen Bereich (kurz unterhalb der kritischen Spannung) durchgeführt wurden [61]. Die Ergebnisse zeigen eine mit zunehmender Frequenz abnehmende Leitfähigkeit σ_{xx} um einige 10^{-8} s, einhergehend mit einer Vergrößerung der Hysterese in der I - V -Kennlinie (s. Abb. 1.12). Die Hysterese entsteht durch Metastabilität der Leistungsbilanz zwischen elektrischen Feld $p_{gain} = \sigma_{xx} E_r^2$, und der Energieverlustrate $p_{loss} = [\varepsilon(T_{el}) - \varepsilon(T_L)] / \tau_{relax}$, welche die Relaxation des angeregten

Systems (erhöhte Elektronentemperatur T_{el}) zurück zur Energie bei der Gittertemperatur T_L beschreibt. Man erhält so die Leistungsgleichung, mit der zugehörigen Relaxationszeit τ_{relax} .

$$\sigma_{xx}(T_{el})E_r^2 = \frac{\varepsilon(T_{el}) - \varepsilon(T_L)}{\tau_{relax}(T_{el})} = \frac{\Delta\varepsilon(T_{el}, T_L)}{\tau_{relax}} \quad (1.25)$$

Die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit σ_{xx} ist gegeben durch [61]:

$$\sigma_{xx}(T_{el}) = \sigma_0 \exp\{-\Delta E/k_B T_{el}\} + \sigma_{BG}. \quad (1.26)$$

Der erste Teil in Gleichung (1.26) gibt die thermische Anregung von Elektronen über die Aktivierungslücke $\Delta E = \frac{\hbar\omega_c}{2}$ an (Inter-Landau-Niveau-Übergänge), während der zweite Teil die Hintergrundleitfähigkeit σ_{BG} beschreibt, die auf Tunnelprozessen z.B. in Form von Variable-Range-Hopping (Intra-Landau-Niveau-Übergänge) basiert. Das Modell liefert für die Elektronentemperatur T_{el} als Funktion der angelegten Source-Drain-Spannung V_{SD} einen s-förmigen Verlauf, wie in der Abbildung 1.12 skizziert.

Einer Spannungserhöhung über den kritischen Punkt V_{max} hinaus folgt ein drastischer Sprung der Elektronentemperatur T_{el} und das System geht aus dem QH-Zustand in den dissipativen Zustand über. Wenn $V_{SD} > V_{max}$ ist, und V_{SD} dann verringert wird, erfolgt ein ähnlicher Sprung in der Elektronentemperatur und das System geht in den QH-Zustand bei V_{min} .

1.7 Optische Anregung von QH-Systemen

Bestrahlung mit Licht erzeugt Elektronen und Löcher, wenn die Energie des einfallenden Lichts oberhalb der Energielücke des Halbleiters liegt oder wenn Ladungsträger aus gebundenen Zuständen in den Bändern angeregt werden können. Diese Zunahme der Ladungsträgerkonzentration führt zu einer Erhöhung der Leitfähigkeit. Diese Änderung wird Fotoleitfähigkeit genannt. Da der energetische Abstand

des Landau-Niveaus in der Zustandsdichte eines 2DES unter QH-Bedingungen in der Größenordnung von 10 meV liegt, gelingt eine effiziente Anregung mit THz-Strahlung, weil deren Photonenenergie etwa 10 meV beträgt. Aufgrund dessen wurde eine neue Forschungsrichtung der Anwendung des THz-Frequenz eröffnet. Insbesondere der Mechanismus der Fotoleitung und die Realisierung von THz-Detektoren auf Basis von QH-Systemen sind Gegenstand aktueller Diskussionen. Schon 1982 wurde von Maan et al. [62] auf die Verwendbarkeit eines auf Basis einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur realisierten 2DES als FIR-Zyklotronresonanz-Detektor hingewiesen. 1983 konnten von Stein und andere [63] nichtresonante wellenlängenunabhängige Fotosignale an QH-Systemen an den Flanken der QH-Plateaus festgestellt werden. Die Erklärung dieser Experimente war durch ein Bolometer-Modell möglich, in dem die Probe die FIR-Strahlung absorbiert und über eine Temperaturerhöhung des Elektronen- und nachträglich des Gittersystems eine Änderung des Längswiderstandes hervorruft. Viele unterschiedliche Experimente zur Abhängigkeit des Fotosignals vom Source-Drain-Strom, der Beweglichkeit, der Ladungsträgerkonzentration, der Probengröße sowie der Probengeometrie wurden in den folgenden Jahren an QH-Systemen im FIR durchgeführt [64–68]. 2001 verwendeten Komiyama und andere [1, 64, 69] zur Detektion von FIR-Strahlung QH-Proben in Mäandergeometrie, da diese sich aufgrund des günstigen Längen-Breiten Verhältnisses für Fotoleitfähigkeitsmessungen anbieten. Seit 2002 forscht die Arbeitsgruppe von Prof. Nachtwei in das Thema Terahertz-Fotoleitung von Quanten-Hall-Systemen [3, 70, 71]. Obwohl die genannten Untersuchungen bereits vor über 20 Jahren durchgeführt wurden, sind die Fotoleitungsmechanismen noch nicht vollständig verstanden und werden weiter untersucht. Außerdem werden QH-Systeme als vielversprechende THz-Detektoren diskutiert.

1.7.1 Zyklotronresonanz

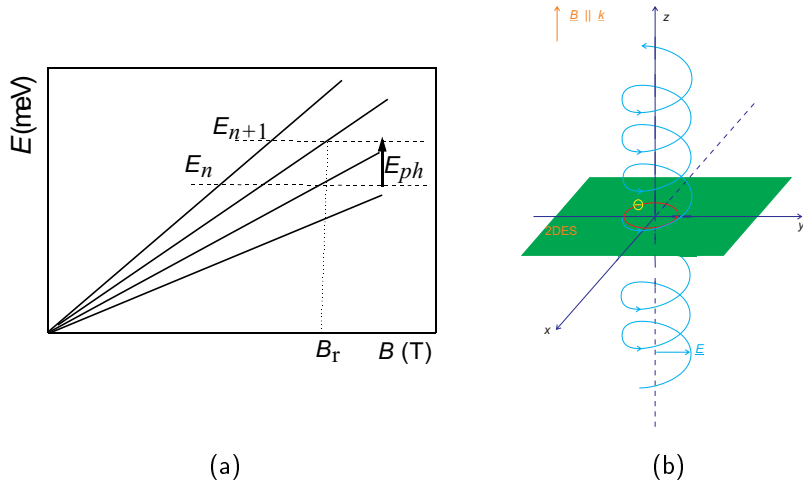


Abbildung 1.13: (a) Optische Anregung eines Zyklotronübergangs (schematisch). (b) Anregung von Elektronen durch linksdrehend zirkular polarisiertes Licht in Faraday-Konfiguration.

Klassisch betrachtet bewegen sich die Elektronen unter der Wirkung eines statischen Magnetfeldes auf Kreisbahnen. Die Kreisfrequenz ist gegeben durch die so genannte Zyklotronresonanzfrequenz $\omega_c = \frac{eB}{m_c}$. Die Umlaufrichtung ist ebenfalls durch das Magnetfeld B_z vorgegeben. Wenn zur gleichen Zeit auf die Proben THz-Strahlung eingestrahlt wird (deren Photonenenergie um 10 meV liegt), bewegt sich die Elektronen auf einer Spiralbahn um die z-Achse mit einer schraubenförmigen Bewegung durch das 2DES (siehe Abb.1.13 (b)). Der Zyklotronresonanz beruht auf resonanter Anregung der Ladungsträger. Sie tritt auf, wenn der energetische Abstand der Landau-Niveaus mit der eingestrahlichten Wellenlänge übereinstimmt. Dafür wird die Stärke des Magnetfeldes so gewählt, dass die Zyklotronfrequenz der Elektronen gerade gleich der Frequenz des einfallenden Wechselfelds ist, so werden die Elektronen längs ihrer gesamten Bahn beschleunigt, und man misst eine maximale Absorption der einfallenden Welle. In Abbil-

dung. 1.13(a) ist schematisch dargestellt, wie ein optischer Übergang zwischen zwei Landauniveaus durch ein Photon mit der Photonenenergie E_{ph} angeregt wird.

Eine quantenmechanische Beschreibung dieses Effekts kann mit Störungsrechnung (Born-Approximation und Fermis Goldene Regel) erfolgen. Unter Beachtung von Fermis Goldener Regel lässt sich die Wahrscheinlichkeit für einen optischen Übergang vom Zustand $|n\rangle$ in den Zustand $|n+1\rangle$ zu

$$P_{n\uparrow\downarrow\rightarrow n+1\uparrow\downarrow} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle n+1 | \hat{H}_R | n \rangle \right|^2 \delta(E_{n+1} - E_n - \hbar\omega_L) \quad (1.27)$$

angeben. Dabei ist \hat{H}_R der Hamilton-Operator die Elektron-Photon-Wechselwirkung, und die Bestimmung der Matrixelemente für den resonanten Übergang von Landau-Niveaus gleicher Spin-Polarisation ist in der Faraday-Konfiguration nur für linkszirkular polarisierte Wellenzüge ungleich Null [72].

1.7.2 Bolometer-Effekt

Nachstehend wird kurz erklärt (Bolometermodell von Neppl, Kotthaus und Koch [73]), wie die bolometrische Detektion von THz-Strahlung erfolgt. Bei Absorption der Strahlungsleistung P_{el} durch das 2 DES wird die Elektronentemperatur T_{el} um $\Delta T_{el} = \frac{P_{el}\tau_{el}}{C_{el}}$ erhöht, wenn der Energieaustausch zwischen den Elektronen des 2 DES schneller verläuft als der Energieaustausch zwischen den Elektronen und dem Gitter (C_{el} ist die Wärmekapazität des Elektronengases). Diese Temperatur der Elektronen relaxiert mit der Zeitkonstanten τ_{el} auf die Temperatur des Kristallgitters. Das Kristallgitter erfährt dadurch eine Temperaturerhöhung auf T_g und relaxiert mit der Abklingzeit τ_g auf die Temperatur T_{He} des Heliumbades der Probe. Die Abbildung 1.13.(a) zeigt ein Schema des Wärmetransportes. Eine ausführliche Zusammenfassung dazu wurde von Richards erstellt [74]. Die Änderung der Leitfähigkeit durch die inzidierte FIR-Strahlung kann wie

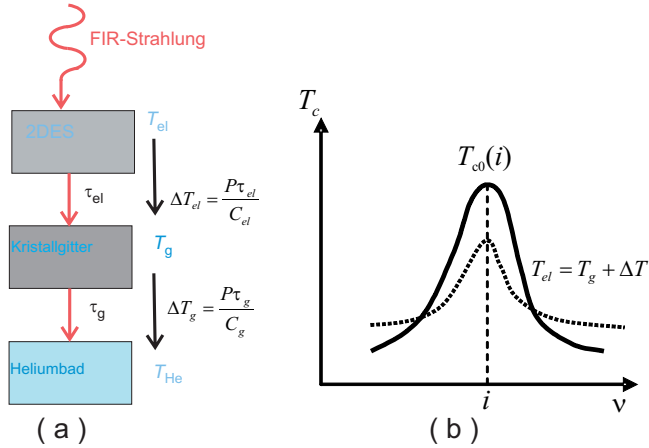


Abbildung 1.14: (a) Modell zur Entstehung des bolometrischen Fotosignalanteils (b) Funktionen $T_c(\nu)$ und $T_{el}(\nu)$ im Bereich des i -ten QH-Plateaus (schematisch).

folgt geschrieben werden [3, 73]:

$$\Delta\sigma_{xx}^{bolo} = \frac{\partial\sigma_{xx}}{\partial T} (T_{el} - T_{He}). \quad (1.28)$$

Für QH-Systeme hängen T_{el} so wie $\frac{\partial\sigma_{xx}}{\partial T}$ stark vom Füllfaktor ν ab. In der Nähe eines ganzzahligen Füllfaktors kann die Erhöhung der Temperatur einen Zusammenbruch des QH-Effektes bewirken. Im folgenden wird der Elektronentemperatur $T_{el}(\nu)$ mit der kritischen Temperatur $T_c(\nu)$ für den Zusammenbruch des QHE als Funktion des Füllfaktors verglichen. Wenn gilt $T_c(\nu) > T_{el}(\nu)$ (Plateaumitte), so ist die Erhöhung der Leitfähigkeit des 2DES durch die optisch bedingte Aufheizung $\Delta\sigma_{photo}$ gering. Für $T_c(\nu) < T_{el}(\nu)$ (Plateauflanken) dagegen ist $\Delta\sigma_{photo}$ relativ groß. Der Verlauf der Funktionen $T_c(\nu)$ und $T_{el}(\nu)$ wird in der Abbildung 1.13.(b) veranschaulicht:

Bei $\nu = i$ (i : ganze Zahl) liegt die Mitte des QH-Plateaus. Bei den Füllfaktoren, die dem linken und dem rechten Schnittpunkt der Funktionen $T_c(\nu)$ und $T_{el}(\nu)$ entsprechen, liegen die Flanken des QH-

Plateaus. Aus diesem Bild folgt, dass die gemessene Fotoleitung an den Flanken eines QH-Plateaus recht groß sein kann, während der gemessene Wert für Fotoleitung in der Mitte eines QH-Plateaus relativ klein ist. Eine genaue quantitative Diskussion der nichtresonanten Fotoleitung als Funktion des Füllfaktors findet sich in [75].

Kapitel 2

Terahertz-Strahlung

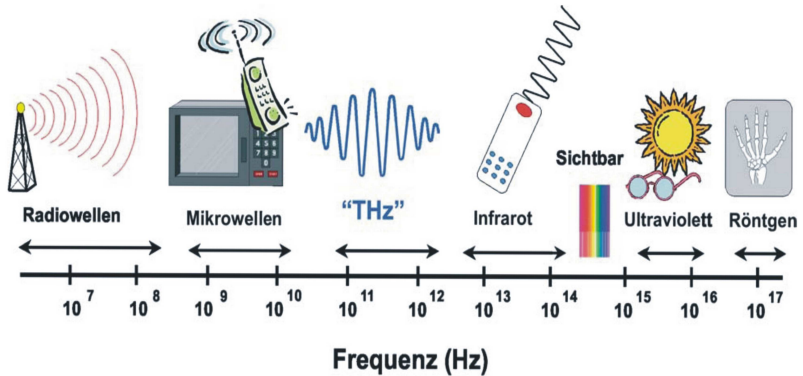


Abbildung 2.1: Terahertz-Strahlung im mittleren Bereich des elektromagnetischen Frequenzspektrums: Während es zahlreiche Anwendungen im elektrischen und optischen Spektralbereich gibt, ist der sog. Terahertz-Bereich zwischen 100 Gigahertz (10^{11} Hz) und 10 Terahertz (10^{13} Hz) bisher kaum erschlossen [76].

Der THz-Bereich liegt zwischen 0,1 und 10 THz, demnach haben THz-Wellen Wellenlängen von wenigen hundertstel bis zu einem Millimeter. Dieser Bereich wird im elektromagnetischen Spektrum auf der einen Seite durch das Infrarotlicht und auf der anderen Seite durch Mikrowellenstrahlung begrenzt. Diese beiden benachbarten Bereiche des

elektromagnetischen Spektrums sind relativ leicht zugänglich. Dazwischen aber befindet sich die sogenannte THz-Lücke (Abb.2.1). Der Spektralbereich der THz-Strahlung ist sehr interessant für verschiedene Anwendungen zum Beispiel in der Medizin, der Umweltanalytik, der Astrophysik, der Analytik von Festkörpern und in der Datenübertragung. Jedoch sind sowohl die Erzeugung, die Übertragung als auch die Detektion von THz-Wellen recht schwierig. Eine Frequenz von 2 THz entspricht einer Wellenlänge von etwa $150\text{ }\mu\text{m}$. Solche hohen Frequenzen kann man nur schwer mit elektronischen Bauelementen erzeugen (wie zum Beispiel mit resonanten Tunnelnioden, RTD, [77]). Die optische Erzeugung von THz-Wellen, insbesondere von monochromatischen, ist ebenfalls schwierig. Es gibt eine Reihe von THz-Lasern wie Gas-Laser [78], Quanten-Kaskaden-Laser (QCL, [79,80]), Freie-Elektronen-Laser [81] oder die Stokes-Emission aus Sb-dotierten Si-Proben [82]. Für unsere Untersuchungen verwenden wir einen *p*-Ge-Laser [83,84], der im Wellenlängenbereich $120\text{ }\mu\text{m} \leq \lambda \leq 180\text{ }\mu\text{m}$ kontinuierlich durchstimmbar ist [85]. Die Erzeugung von Breitband-THz-Strahlung ist sehr viel einfacher, wie zum Beispiel durch Schwarzkörperstrahlung bei einer Temperatur von etwa $T \cong 20\text{ K}$ (Wärmestrahlung oder Ferninfrarot-Strahlung). Die Übertragung von THz-Strahlung wird teilweise behindert durch die starke Absorption von Photonen mit einer Photonenenergie E_{ph} von etwa 10 meV an den Molekülen H_2O und CO_2 , die Rotationsmoden mit entsprechenden Differenzen der Quanten-Energien besitzen. Da die Luft der Erdatmosphäre diese beiden Substanzen enthält, ist die Datenübertragung mit THz-Strahlung begrenzt auf obere Frequenzen von etwa 0.5 THz und maximale Entfernungen von etwa 5 m [86]. Es gibt inzwischen verschiedene Detektoren für THz-Strahlung, die auf der Grundlage nichtresonanter (bolometrischer) und resonanter (zum Beispiel zyklotronresonanter) Effekte funktionieren. Trotzdem ist es schwierig, Detektoren zu realisieren, die gleichzeitig spektral selektiv und schnell (Ansprech- und Abklingzeiten im Bereich von einigen Nanosekunden) sind. Eine Möglichkeit dafür ist die Anwendung von Quanten-Hall-(QH-)Detektoren [85]. Nach diesem allgemeinen Überblick werden in den folgenden Abschnitten die interessantesten THz-Quellen sowie -

Detektoren im Einzelnen erläutert.

2.1 THz-Quellen

Bisher hat sich im THz-Bereich noch keine praktikable und wirklich einfach zu handhabende Strahlungsquelle etabliert. Damit waren bislang nur komplizierte Lösungen (teilweise mit hohem Platzbedarf) möglich, die sich die Forschungsgruppen selbst aus Einzelteilen zusammenstellen mussten. Im folgenden werden einige THz-Strahlungs-Quellen vorgestellt.

- **Molekulargas-Laser:**

Die Energieniveaus der Rotationen bestimmter Gasmoleküle können benutzt werden, um Strahlung mit einer Wellenlänge von etwa 300 μm zu erzeugen. Diese Gase sind zum Beispiel NH_4 , CH_3D und andere. Diese Gas-Laser werden optisch durch einen CO_2 -Laser ($\lambda=10.2 \mu\text{m}$) gepumpt [87]. Abgesehen von den Problemen beim Aufbau und der Justierung dieser Systeme schwankt die Emissionsenergie dieser Lasersysteme. Die Wellenlänge, die aus dem Gaslaser emittiert wird, hängt von der Gas-Füllung des Laser-Rohrs ab. Das bedeutet, dass für einen Wechsel der Wellenlänge der emittierten Strahlung jeweils eine andere Gasfüllung benutzt werden muss.

- **Auston-Schalter:**

Eine neuere Möglichkeit zur Erzeugung von THz-Wellen ist der Gebrauch von so genannten Auston-Schaltern [88]. Hier wird eine elektrisch vorgespannte Region in Halbleitern (z.B. Niedertemperatur-GaAs) zwischen zwei Streifenleitern kurzen Laserimpulsen ausgesetzt (s.Abb.2.2). Das Licht des ultrakurzen Laserstrahls wird in den ersten Mikrometern des GaAs absorbiert und erzeugt dort die freien Ladungsträger, die durch das äußere Feld beschleunigt werden. Die Dipolstrahlung findet also direkt an der Halbleiter/Luft-Grenzfläche statt. Die Fotoleitfähigkeit steigt während der Impulsdauer an. Ist der Puls vorüber, rekombinieren die Elektron-Lochpaare wieder, was sich in einem exponentiellen Abfall der Fotoleitfähigkeit und infolgedessen

des Stromes zeigt. Die THz-Impulse, die dadurch erzeugt werden, sind spektral breit und kurz. Der Vorteil dieser Methode ist die ziemlich einfache Anwendbarkeit. Die Auston-Schalter können bei Raumtemperatur in einem schnellen Modus arbeiten. Eine mögliche Anwendung für diese Schalter ist das THz-Abbildungsverfahren.

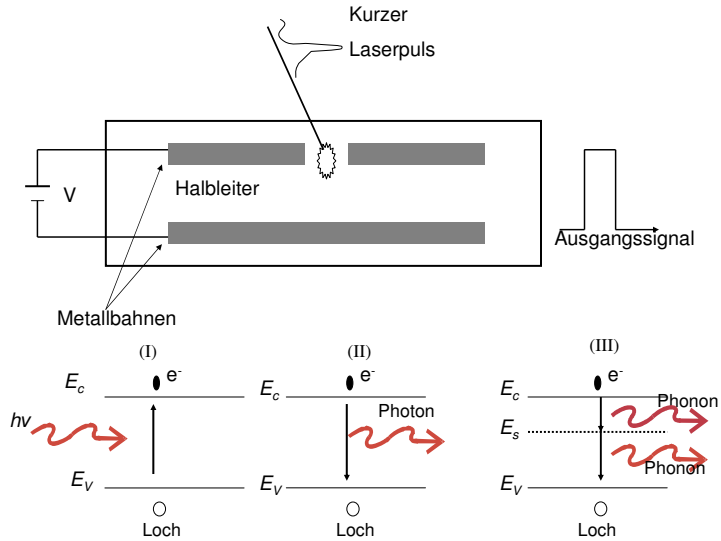


Abbildung 2.2: Funktionsprinzip eines Auston-Schalters: Durch einen ultrakurzen Laserpuls, der eine fotoleitende Lücke kurzschließt, lassen sich sehr schnelle Schaltzeiten ($< 1 \text{ ps}$) erreichen. (I) Die Absorption eines Photons führt zur Anhebung eines Elektrons ins Leitungsband (E_c). (II) Die Emission eines Photons durch Rekombination eines Elektrons ins Valenzband (E_v). (III) Die Rekombination über eine Störstelle (E_s).

- **Quanten-Kaskaden-Laser:**

Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung monochromatischer THz-Strahlung ist der Einsatz von Quanten-Kaskaden-Lasern (QCL) [89–91]. Der Aufbau des QCLs basiert auf einem Halbleitermaterial, das aus einer Vielzahl von Schichten besteht, deren Dicke im Bereich ei-

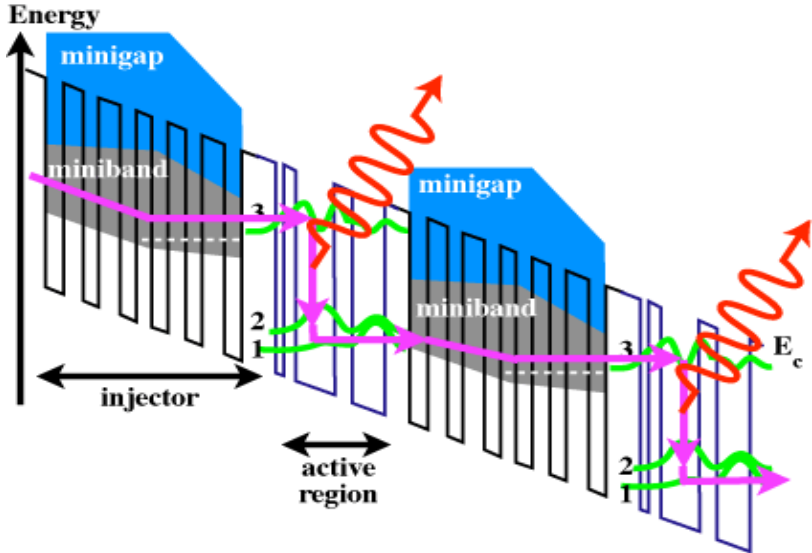


Abbildung 2.3: Prinzip des Quanten-Kaskaden-Lasers: Übergänge zwischen Minibändern in einem periodischen Potenzial: Kaskadierung vieler mit MBE hergestellter Schichten [93].

niger Nanometer liegt (Übergitter). Dabei werden abwechselnd sehr dünne Schichten (wenige nm) von Materialien mit unterschiedlicher Bandlücke (z.B. GaAs und AlGaAs) verwendet. Dadurch entstehen sogenannte Quantenfilme, und damit ein elektrisches Potenzial, z.B. im Leitungsband, das sich in Abhängigkeit vom Material räumlich ändert. Die darin entstehenden Quantenzustände der Elektronen können mit benachbarten Zuständen koppeln, wodurch diese aufspalten und sogenannte Minibänder bilden (s.Abb.2.3). Die Funktionsweise des Lasers hängt kritisch von der richtigen Abfolge unterschiedlicher Schichtdicken der Quantenfilme sowie der Dotierung ab. Die mit diesem Lasertyp erreichbaren Wellenlängen liegen im Bereich zwischen $3,5 \mu\text{m}$ und $141 \mu\text{m}$ [92]. Anwendungsfelder für diese Lasertypen sind beispielsweise die Spurengasanalyse, die Freistrahübertragungstechnik sowie die Medizintechnik. Zwar sind diese Laser relativ klein und

werden elektrisch gepumpt. Aber auch hier ist einer der Nachteile, dass jeder QCL jeweils nur eine Wellenlänge emittiert.

- **Freie-Elektronen-Laser:**

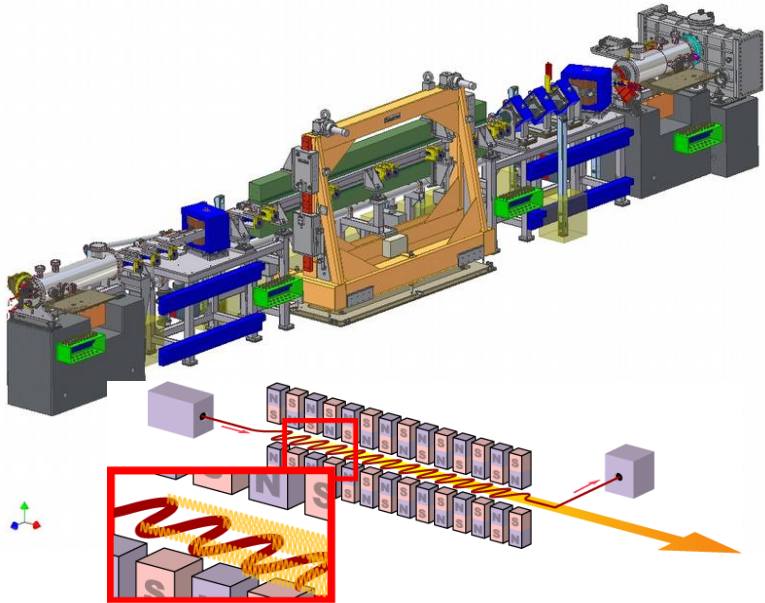


Abbildung 2.4: Schematische Aufbau eines Freie-Elektronen-Lasers (FEL) [97].

Eine kontinuierliche Durchstimmbarkeit der emittierten Wellenlänge ist bei Freie-Elektronen-Lasern (FEL) gegeben. In FEL werden hoch-energetischer Elektronenstrahlen durch lineare Beschleunigeranlagen erzeugt und in ein starkes räumlich alternierendes Magnetfeld geleitet. Durch das Magnetfeld beginnen die Elektronenpakete zu oszillieren und emittieren folglich Photonen (s.Abb.2.4). Zwar werden mit FELs deutlich höhere Leistungen erreicht [94–96], allerdings haben diese Laser einen Platzbedarf von mehreren Kubikmetern (wie in Abbildung 2.4 zu sehen).

- ***p*-Ge-Laser:**

Die in dieser Arbeit verwendete THz-Quelle ist ein *p*-Ge-Laser, der einen speziell dotierten *p*-Germanium-Kristall ($p=2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) enthält. Mit solchen Germanium-Lasern ist es möglich, im Wellenlängenbereich um $150 \text{ } \mu\text{m}$ eine kontinuierliche Durchstimmbarkeit (mit einem Magnetfeld um 4 T) der emittierten THz-Wellen zu erreichen [98]. Die maximale Emissionsleistung liegt bei etwa 1 Watt . Da allerdings elektrische Pumpleistungen um 80 kW benötigt werden und die Kühlung zum Betrieb des Lasers erforderlichen Kühlung der supraleitenden Spule des Lasers mit flüssigem Helium ($T=4.2 \text{ K}$) erfolgt, ist ein Dauerstrichbetrieb dieses Lasertyps nicht möglich. Die Impulse von etwa $1 \text{ } \mu\text{s}$ Dauer werden mit einer Frequenz von etwa einem Hertz wiederholt. Das daraus folgende Tastverhältnis von etwa 10^{-6} reduziert den Leistungseintrag zum Pumpen des Lasers auf etwa 80 mW im zeitlichen Mittel. Damit bleibt die Kühlung des *p*-Ge-Laser-Systems mit flüssigem Helium möglich. Aus Abbildung 2.5(a) sind die vergleichsweise kleinen Abmessungen des verwendeten *p*-Ge-Lasers von ca. $5 \times 4 \times 20 \text{ mm}^3$ ersichtlich, dessen Aufbau in Abbildung 2.5(b) schematisch dargestellt ist. Das elektrische Feld zum Pumpen des Lasers und das Magnetfeld zum Durchstimmen des Lasers stehen senkrecht aufeinander, so dass die Löcher sich (quasiklassisch) senkrecht zu beiden Feldern auf eine Zykloiden fortbewegen. Die so entstehenden THz-Wellen werden durch multiple Reflexionen zwischen den Kupferspiegeln verstärkt und verlassen schließlich den Ge-Kristall durch das Loch im unteren Kupferspiegel des Resonators. In der Abb 2.5(b) sind auch die typischen Betriebsparameter des *p*-Ge-Lasers aufgeführt. Das Funktionsprinzip dieses Lasers beruht auf Übergängen zwischen Landau-Niveaus leichter Löcher und wurde 1983 von Ivanov und Vasilyev erstmals realisiert [99].

In der Abbildung 2.6 ist das physikalische Prinzip der Funktion des *p*-Ge-Lasers prinzipiell dargestellt. Die Besetzungsinversion zwischen den Landau-Niveaus $n=2$ und $n=3$ der Löcher im Germaniumkristall kommt wie folgt zustande:

Die Löcher, die auf dem Landau-Niveau $n=4$ sind, werden bei

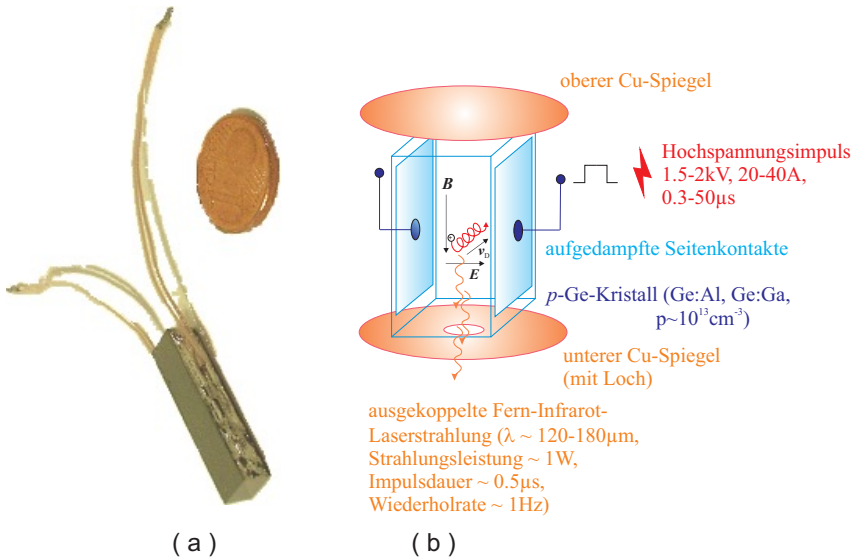


Abbildung 2.5: (a) Die vergleichsweise kleinen Abmessungen des verwendeten p-Ge-Lasers. (b) Aufbau und Funktion des p-Ge-Lasers.

$k_4 = \left| \vec{k}_{op} \right|$ an optischen Phononen im Germanium auf das darunter liegende Landau-Niveau $n=3$ gestreut. Die Verweildauer auf diesem Niveau ist relativ hoch, so dass das Niveau $n=3$ stärker mit Löchern besetzt ist als das Niveau $n=2$ (Besetzungsinversion). Es kommt dann zur induzierten Emission von THz-Strahlung durch Übergänge von Löchern zwischen den Landau-Niveaus $n=3$ und $n=2$. Die Energie der emittierten Photonen E_{ph} wird durch den energetischen Abstand zwischen den Landau-Niveaus der Löcher im Germanium, der über das Magnetfeld des Laser-Magneten eingestellt wird, bestimmt. Die Lage des Mittelpunkts der Landau-Kreise der Löcher im k -Raum wird durch das elektrische Feld am Laser-Kristall bestimmt. Aus der Abb. 2.6 wird verständlich, warum die THz-Emission bei p-Ge-Lasern nur in einem bestimmten Energie- bzw. Wellenlängenbereich (für

unser System $120 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 180 \mu\text{m}$) möglich ist.

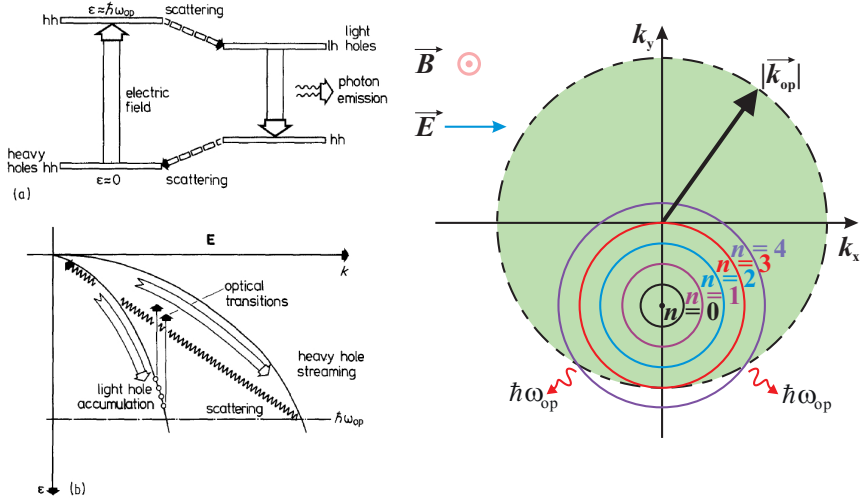


Abbildung 2.6: Der physikalischen Prinzip der Funktion eines *p*-Ge-Lasers (im *k*-Raum, schematisch).

Genaue Daten zum Arbeitsbereich des verwendeten *p*-Ge-Lasers finden sich im Kapitel 4 (Messungen und Auswertung).

2.2 THz-Detektoren

Für den Empfang von THz- bzw. Fern-Infrarot-Strahlung gibt es inzwischen eine ganze Reihe von Detektoren (z.B. Bolometer, Fotoleiter, Schottky-Dioden und pyroelektrische Detektoren), die auf der Grundlage nichtresonanter (bolometrischer) und resonanter (zum Beispiel zyklotronresonanter) Effekte funktionieren. Trotzdem ist es schwierig, Detektoren zu realisieren, die gleichzeitig spektral selektiv und schnell

(Ansprech- und Abklingzeiten im Bereich von einigen Nanosekunden) sind. Im Folgenden soll kurz auf die für diese Arbeit relevanten Detektoren, thermische Detektoren, Halbleiter-Detektoren und Quanten-Hall-Detektoren, eingegangen werden.

- **Thermische Detektoren:**

Thermische Detektoren beruhen auf dem Prinzip der Detektion von Strahlung durch deren thermische Wirkung auf ein absorbierendes Material [100, 101]. Für die Detektion von THz-Strahlung verwendet man vor allem Bolometer und Golay-Zellen. Die Funktionsweise eines Bolometers basiert auf der Widerstandsänderung eines elektrischen Leiters durch die Änderung der Temperatur. Der Temperaturanstieg wird dabei durch auftreffende Strahlung erzeugt. Prinzipiell sind Bolometer zur Detektion jeglicher Art von Strahlung geeignet. Sie müssen nur entsprechend gekühlt bzw. gegen unerwünschte Strahlung abgeschirmt werden. Die Änderung des Widerstands kann im einfachsten Fall durch eine Wheatstone-Brückenschaltung detektiert werden. Meist werden dabei 2 Bolometer verwendet, so dass störende Einflüsse kompensiert werden.

Es gibt verschiedene Arten von Bolometern. Metallbolometer (z.B. Metallfolien aus Pt, Ni) können bei Raumtemperatur betrieben werden. Ebenso Halbleiterbolometer oder Thermistor-Bolometer (z.B. Oxide von Mn oder Ni), die allerdings aufgrund des größeren Temperaturkoeffizienten des Widerstandes empfindlicher sind als Metallbolometer. Supraleitungsbolometer (z.B. Ge, NbN) erfordern zwar eine Kühlung, sind aber dafür sehr empfindlich. Für die Detektion im IR-Bereich haben Bolometer keine Bedeutung mehr. Im THz-Bereich und im FIR kommen allerdings auch heute gekühlte Germaniumbolometer zum Einsatz.

In die Golay-Zelle tritt die zu detektierende Strahlung durch ein Fenster (z. B. Polyäthylen oder Diamant) ein und wird dort von einer teildurchlässigen dünnen Folie absorbiert. Die Zelle ist mit einem Gas gefüllt, an das die Folie die absorbierte Energie abgibt und es dadurch erwärmt. Folglich dehnt sich das Gas aus, und durch den Druckanstieg wölbt sich die elastische Membran nach außen. Diese Verformung wird

optisch detektiert. Der Vorteil ist, dass das Gas sensitiver auf einfallende Strahlung reagiert, daher muss es nicht gekühlt werden. Die Empfindlichkeit lässt sich weiter erhöhen, indem man einen Laser als Lichtquelle im optischen Teil verwendet und die Membranbewegung interferometrisch nachweist. Der Vorteil der Golay-Zelle liegt darin, dass das Gas sensitiver auf einfallende Strahlung reagiert als die Materialien, die in einem Bolometer verwendeten werden, und demnach auch für die Detektion von THz-Strahlung nicht gekühlt werden muss. Der Nachteil aller thermischen Detektoren ist, dass nur die Intensität der Strahlung gemessen werden kann, wobei die Antwortzeit der Detektoren recht klein ist. Der Vorteil von Bolometern ist, dass die Ansprechzeiten relativ kurz sind (bis zu einigen Nanosekunden).

- **Halbleiter-Detektoren:**

Halbleiter-Detektoren, die Fotoleitungseffekte (z.B. schmallückige Halbleiter wie InSb oder HgCdTe) oder Ladungsträgerlawinen (z.B. Silizium-Hot-Electron-Bolometer (HEB)) nutzen, können bereits Ansprech- und Abklingzeiten im Nanosekunden-Bereich erreichen [10]. Allerdings sind diese Detektoren nicht oder sehr begrenzt durchstimmbar (Halbleiter-Detektoren) oder sind bezüglich der spektralen Selektivität sehr breitbandig (Bolometer).

- **Quanten-Hall-Detektoren:**

Quanten-Hall-Detektoren (QHD) nutzen zum Nachweis der Strahlung einen Fotoleitungseffekt aus, der durch den strahlungsinduzierten Übergang zwischen Quantenniveaus im Magnetfeld (Landau-Niveaus) hervorgerufen wird. Dieses Detektorkonzept, das sowohl eine hohe Empfindlichkeit (mehr als 10^7 V/W), hohe Detektivität (4×10^{13} cmHz $^{-1/2}$ /W) und spektrale Durchstimbarkeit verbindet, wurde in der Gruppe von S. Komiyama (Univ. of Tokyo) vorgeschlagen [1, 68]. Eine Realisierung dieses Konzeptes findet man bei Kawano, der mit der von ihm verwendeten Mäandergeometrie zwar eine hohe Empfindlichkeit erreicht, aber nur Abklingzeiten im μ s-Bereich erreicht. Mit der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Corbino-Geometrie können dagegen die Abklingzeiten auf bis zu 10 ns reduziert werden. Der Vorteil des Einsatzes von QHD liegt in ihrer einzigartigen Durch-

stimmbarkeit bezüglich der Wellenlänge der einfallenden Strahlung im THz-Bereich durch die kontinuierliche Variation des Magnetfeldes [102]. Die Ansprech- und Abklingzeiten liegen überdies bei den in dieser Arbeit verwendeten Detektoren (z.B. dotierte Germanium-Detektoren, schmallückige Halbleiter wie HgCdTe oder InSb) im Nanosekundenbereich [103], so dass frequenzselektive und schnelle Empfängermodule möglich sind.

Die Nachteile der QHD sind zum einen der Betrieb bei Flüssig-Helium-Temperaturen und zum anderen die Notwendigkeit von Magnetfeldern von etwa 3-5 Tesla für Detektoren auf GaAs-Basis [4]. Die erforderlichen Magnetfelder lassen sich für Detektoren auf der Basis von $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ auf 1-2 T reduzieren. Damit besteht die Möglichkeit, auf den Einsatz supraleitender Magnetsysteme zum Betrieb der Detektoren zu verzichten. Der Einsatz von Flüssighelium kann prinzipiell durch Elektrokühler umgangen werden.

Kapitel 3

Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel werden die für diese Arbeit benötigten experimentellen Grundlagen erläutert. Zunächst werden die verwendeten Materialien vorgestellt. Dann wird die Probenpräparation beschrieben und die Technologieentwicklung dargestellt. Anschließend wird der Messaufbau beschrieben.

3.1 Materialien

In der modernen Halbleiterphysik spielen in immer stärkerem Maße dünne kristalline Schichten eine wichtige Rolle. Zur Herstellung solcher Schichten werden epitaktische Kristallwachstumsverfahren wie die Molekularstrahlepitaxie (Molecular Beam Epitaxy, MBE) oder die metallorganische Gasphasenepitaxie (Metal-Organic Chemical Vapor Deposition, MOCVD) verwendet. Sämtliche in meiner Arbeit untersuchten Proben wurden mittels MBE hergestellt. Dieses Verfahren erlaubt es, dünne Schichten verschiedener Halbleitermaterialien mit atomarer Präzision auf einem geeigneten Substrat aufzuwachsen. Eine solche Struktur, die aus Schichten verschiedener Materialien besteht, wird als Heterostruktur bezeichnet. Zur Erzeugung einer Quantentrogstruktur werden zwei Materialien mit unterschiedlichen Bandeigenschaften kombiniert, so dass das Material, welches den eigentlichen Quantentrog herausbilden soll, von dem anderen umschlossen wird. Dabei ist wichtig, dass die Gitterkonstanten der

verwendeten Halbleitermaterialien möglichst nicht zu verschieden sind, damit möglichst wenig Gitterfehler entstehen. Man unterscheidet zwischen den drei in Abbildung 3.1 dargestellten Arten von Quantentrögen [104]. Ein Beispiel für eine Typ-I-Struktur ist das System GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs. In diesem System sind sowohl Löcher als auch Elektronen in derselben Schicht, dem Quantentrog, gebunden. Wenn man Trog- und Barrierenmaterial vertauscht und mehrere Quantentröge dieser Art koppelt, so erhält man ein Typ-II-Übergitter, in dem die Elektronen und Löcher in verschiedenen Schichten gebunden sind. In Abbildung 3.1 (b) sind die Elektronen gebunden, während die Löcher frei beweglich sind. Ein typisches Beispiel hierfür sind InAs/GaSb Strukturen [105–107]. Typ-III-Quantentröge entstehen dagegen, wenn man ein Halbmetall mit einem Halbleiter kombiniert. Dadurch erhält man einen Bandkantenverlauf, wie er in Abbildung 3.1 (c) dargestellt ist. Typ-III-Heterostrukturen entstehen

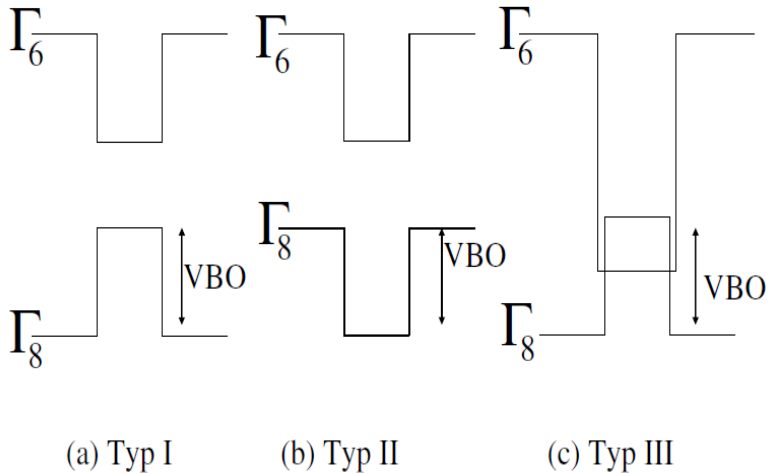


Abbildung 3.1: Die drei Arten von Quantentrogstrukturen in Abhängigkeit von Verlauf der Bandstruktur (vgl, Kapitel 3.1.1).

zum Beispiel bei der Verwendung von II-VI-Halbleitern, da nur für diese Hg-haltigen Materialien symmetrieinduzierte Halbmetalle wie z. B. HgTe existieren.

Alle in der Literatur untersuchten Typ-III-Heterostrukturen beinhalten daher auf HgTe als Trogmaterial und umfassen vor allem die Systeme $\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, $\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ und $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{HgTe}$ [108]. Der spezielle Bandkantenverlauf von Typ-III-Heterostrukturen führt zu einer starken Kopplung von Zuständen mit unterschiedlicher Symmetrie. Die elektronischen Eigenschaften von $\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ -Heterostrukturen zeigen daher auch vielfältige interessante Eigenschaften, die mit einer komplexen Bandstruktur dieses Systems verbunden sind. Mehr über das Material findet man in Übersichtsartikeln von Meyer et al. [108–110].

Im Folgenden werden die Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Materialkombinationen $\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ und $\text{InSb}/\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$ vorgestellt.

3.1.1 HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe-Strukturen

Die in Abbildung 3.2 dargestellten Strukturen wurden von der Universität Würzburg mittels MBE hergestellt. Der Herstellungsprozess soll im Folgenden skizziert werden. Als Substrat dient ein kommerzieller in (001)-Richtung orientierter CdZnTe-Kristall, der in 20 Minuten auf 200°C aufgeheizt wird. Auf das Substrat wird danach bei 315°C [111] zunächst eine CdTe-Pufferschicht von ca. 50 nm Dicke aufgewachsen. Nachdem das Substrat auf 180°C abgekühlt ist, kann eine 100 nm starke $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ -Zwischenschicht aufgebracht werden, die wegen des geringen Unterschiedes der Gitterkonstanten von HgTe und CdTe (0,32%) für eine gute Schichtqualität sorgt. Dazu wird die Temperatur des Substrates auf einer Temperatur zwischen 180°C und 190°C gehalten und eine Cd-Konzentration von ca. $x = 0,7$ eingestellt [112]. Oberhalb und unterhalb des Quantentrog werden mittels Iod-Modulationsdotierung n -dotierte $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ -Schichten von ca. 9 nm Dicke aufgedampft. Um Quantentröge unterschiedlicher

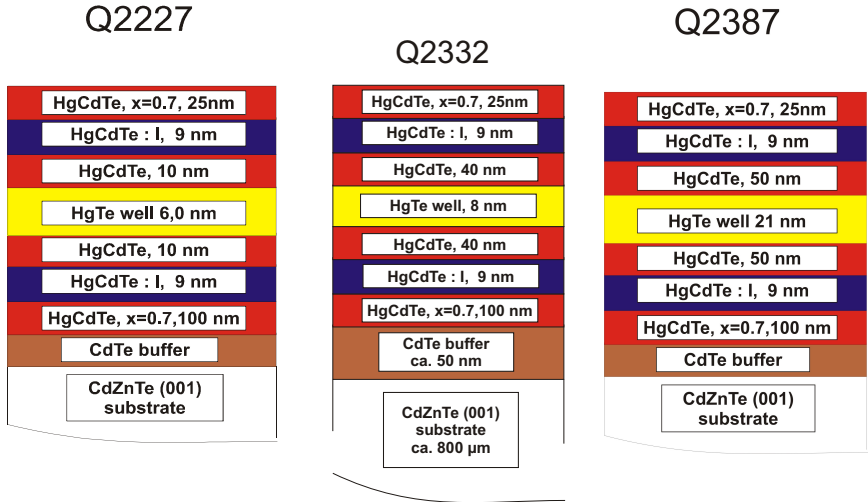


Abbildung 3.2: Schichtaufbau der $\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ -Heterostrukturen unterschiedlicher Quantentrogdicke.

Dicke (6 nm-21 nm) herzustellen, werden Barrieren aus $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ aufgewachsen. Den oberen Abschluss der Struktur bildet eine 25 nm starke $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ -Schutzschicht, die den störenden Einfluss der Grenzfläche auf das 2DES reduziert.

- **Eigenschaften der Schichten:**

Hauptbestandteile des betrachteten Materialsystems sind HgTe und CdTe.

CdTe kristallisiert in der Zinkblendestruktur [113–115] mit einer Gitterkonstanten von $a_0 = 6,481 \text{ \AA}$ bei Raumtemperatur [116]. Es handelt sich um einen direkten Halbleiter, dessen Leitungsbandminimum (Γ_6 -Band) und Valenzbandmaximum (Γ_8 -Band) beide am Γ -Punkt der Brillouin-Zone liegen (vgl. Abbildung 3.3 rechts). Im Γ -Punkt

sind beide Γ_8 -Valenzbänder (leichte und schwere Löcher) entartet, und außerhalb des Γ -Punkts ist diese Entartung aufgehoben. Das Γ_7 -Band liegt aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung am Γ -Punkt um $\Delta E=0,9$ eV [117] tiefer als das Γ_8 -Band. Die direkte Energielücke beträgt $E_g=1,52$ eV [113].

HgTe kristallisiert ebenfalls in der Zinkblendestruktur, wobei die

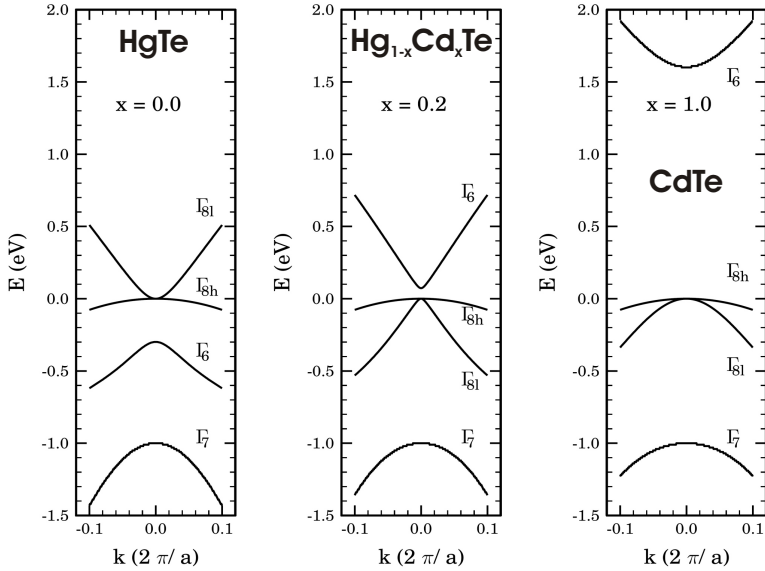


Abbildung 3.3: Bandstruktur von $HgTe$, $CdTe$ und des ternären Systems $Hg_{1-x}Cd_xTe$ berechnet im Kane-Modell [118].

Gitterkonstante dieses Halbmateralls bei Raumtemperatur von $a_0=6,4619$ Å [119] sehr nahe bei der von $CdTe$ liegt. Im Unterschied zur Bandstruktur von $CdTe$ liegt das Γ_6 -Band von $HgTe$ unterhalb des Leichte-Löcher- Γ_8 -Bandes, wie man in Abbildung 3.3 links sieht, entgegengesetzt gekrümmt ist und daher die Rolle des Leitungsbandes übernimmt. Das Schwere-Löcher- Γ_8 -Band bleibt auch in $HgTe$ das Valenzband. Die direkte Bandlücke zwischen dem Γ_6 -Band und dem Γ_8 -Band liegt wie in $CdTe$ im Γ -Punkt und beträgt $E_g= -0,303$

eV [120,121]. Der energetische Abstand zwischen höchstem besetzten und niedrigstem unbesetztem Zustand ist dagegen Null.

Durch Beimischen von Cadmium entsteht der Halbleiter $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, der wie in Abbildung 3.3 Mitte zu sehen ist, eine positive Bandlücke aufweist. Durch die Variation des Mischungsverhältnisses in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ kann die Größe der Bandlücke über einen weiten Bereich eingestellt werden.

- **Bandstruktur von HgTe-Quantentrögen für verschiedene Schichtdicken:**

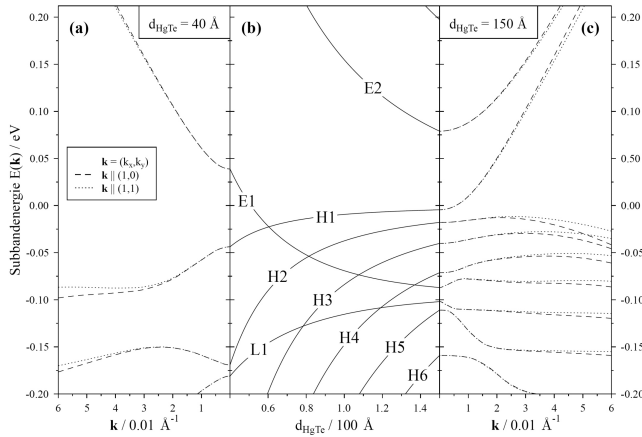


Abbildung 3.4: (a) Die Bandstruktur eines HgTe-Quantentrog mit einer Schichtdicke von $d_{\text{HgTe}} = 40 \text{ \AA}$. (b) Der Verlauf der Bandkanten als Funktion der Trogbreite d_{HgTe} . (c) Die Bandstruktur eines HgTe-Quantentrog mit $d_{\text{HgTe}} = 150 \text{ \AA}$. Die Abbildung zeigt neben einer starken Abhängigkeit der Energien der Bänder von der Quantentrogdicke eine deutliche Nichtparabolizität [122].

Das eingangs beschriebene Zusammenfügen des Halbmetalls HgTe und des Halbleiters $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ zu einem Quantentrogstruktur führt zu einer bemerkenswerten Veränderung der Bandstruktur des HgTe-

Quantengrabens. Je nach Quantentrogdicke beobachtet man halbleiterartige oder halbmimetische Bandstrukturen. In Abbildung 3.4(a) ist die Bandstruktur eines HgTe-Quantentrog mit $d_{\text{HgTe}}=40 \text{ \AA}$ dargestellt. Das Leitungsband hat elektronenartigen Charakter E und das Valenzband lochartigen Charakter H. Das heißt, der Quantentrog ist bei dieser Dicke im normal halbleitenden Bereich. Erhöht man die Quantentrogdicke, schneiden sich das Valenz- und das Leitungsband bei einer Dicke von $d_{\text{HgTe}}=60 \text{ \AA}$, wie in Abbildung 3.4(b) zu erkennen ist. Dadurch wird H1 zum Leitungsband, und der Quantentrog zeigt ein halbmimetisches Verhalten. Erhöht man die Dicke weiter, erhält man einen invertiert halbleitenden Quantentrog. Abbildung 3.4(c) zeigt die Bandstruktur bei einer Quantentrogdicke von 150 \AA . Dieses Verhalten lässt sich zum einen durch die Variation des Einschluss-Potentials mit der Trogbreite und zum anderen durch die invertierte Bandstruktur des HgTe-Volumenanteils erklären.

3.1.2 InSb/ $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -Heterostrukturen

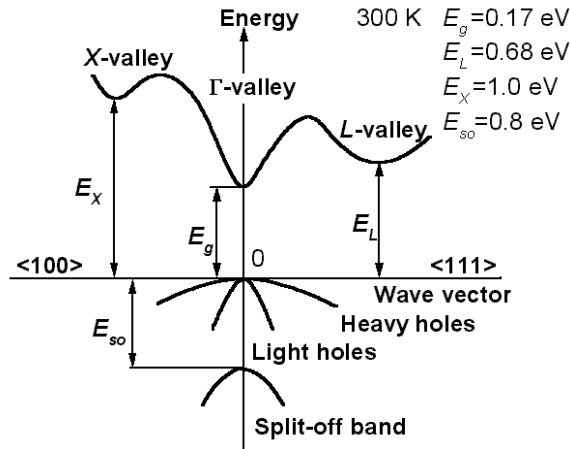


Abbildung 3.5: Bandstruktur von InSb [123].

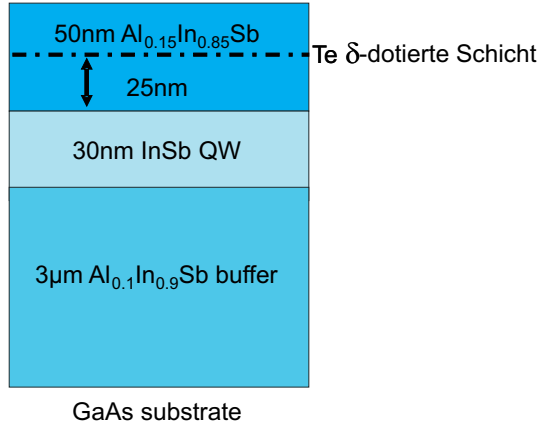


Abbildung 3.6: Schichtaufbau der InSb-Quantentrogstruktur mit $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -Barrieren.

Auf der im vorhergehenden Abschnitt vorgestellten HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe-Schichtstruktur der Gruppe der II-VI-Verbindungshalbleiter liegt das Hauptaugenmerk dieser Arbeit. Diese Struktur zeichnet sich durch die Nichtparabolizität ihrer Bandstruktur, die schmale Bandlücke und eine geringe effektive Elektronenmasse aus. Durch die Variation der Quantentrogdicke verändern sich seine Eigenschaften von halbleitend über halbmetallisch zu halbleitend mit invertierter Bandstruktur. Für vergleichende Messungen wurden InSb/ $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -Heterostrukturen ausgewählt, (III-V-Verbindungshalbleiter). In Bezug auf die Nichtparabolizität der Bandstruktur, die Größe der Bandlücke und die effektive Elektronenmasse weisen beide Heterostrukturen eine gewisse Ähnlichkeit auf. Im Unterschied zu HgTe mit Hg_{1-x}Cd_xTe-Barrieren bleibt das Material im Quantentrog InSb ($\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -Barrieren) allerdings bei der Variation der Quantentrogdicke halbleitend. Die verwendeten InSb/ $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -Heterostrukturen wurden von der britischen Firma QuinetiQ mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Der Schichtaufbau des Materials ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Als Substrat wurde halbisolierendes GaAs verwendet. Der aktive Teil

der Struktur besteht aus einer unteren, 3 μm dicken $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{Sb}$ -Sperrschicht, einem einzelnen 30 nm dicken InSb -Quantentrog und einer 50 nm starken $\text{Al}_{0.15}\text{In}_{0.85}\text{Sb}$ -Barriere, die eine durch Te - δ -dotierte Schicht enthält. Letztere befindet sich in einem Abstand von 25 nm vom Rand des Quantentrogs.

3.2 Probenpräparation

Zur Durchführung der im Rahmen dieser Arbeit benötigten Messungen ist eine Strukturierung der Wafern vorliegenden Proben nötig. Die Strukturierung der Wafer erfolgte im Reinraumzentrum (RRZ) der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig. Im Folgenden werden die unterschiedlichen Schritte der Probenpräparation beschrieben und die verwendeten Technologien dargestellt.

3.2.1 Ritzen

Die von der Arbeitsgruppe von Prof. Buhmann in der Universität Würzburg mittels MBE hergestellten $\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ -Wafer sowie die von der Firma QinetiQ Großbritannien hergestellten $\text{InSb}/\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -Wafer haben eine Größe von etwa $8 \times 8 \text{ mm}^2$. Die Wafer werden im Graubereich des RRZ der PTB zunächst mit einem Ritzer (Scriber) geritzt und in kleinere Stücke von etwa $4 \times 4 \text{ mm}^2$ Kantenlänge gebrochen.

3.2.2 Reinigen

Um beim Brechen der Wafer entstandene Bruchstücke und Staub von der Oberfläche der Proben zu entfernen, wird die Probe im nächsten Schritt in einem Azetonbad 20-30 s lang mit Ultraschall behandelt. Danach wird die Probe auf einem Drehteller positioniert und durch ein Vakuum fixiert. Während sich der Drehteller mit 3000 Umdrehungen/Minute dreht, wird die Probe zuerst mit Azeton, dann mit

Isopropanol und wieder mit Azeton gespült. Anschließend wird die Probe mit reinem Stickstoff von Azeton- und Isopropanolrückständen befreit.

3.2.3 Optische Lithographie

Mit einer Abmessung von $4 \times 4 \text{ mm}^2$ haben die Wafer eine ausreichende Größe zur Strukturierung mit Hilfe optischer Lithographieverfahren. Dabei handelt es sich um Verfahren, bei denen durch UV-Belichtung eines lichtempfindlichen Lacks Strukturen auf die Probenoberfläche aufgebracht werden, die dann durch einen Prozess aus Entwickeln, Ätzen und Ablösen der Lackschicht realisiert werden. Die gewünschte Geometrie hierbei mit Hilfe einer geeigneten Maske auf die Lackschicht übertragen.

3.2.4 Maskenherstellung

Die gewünschte Geometrie wird mit dem "Computer Aided Design" (CAD)-Programm DW2000 gezeichnet. Dabei wird berücksichtigt, dass es sich um einen Zwei-Schritt-Prozess handelt, wie in Abbildung 3.7 zu sehen ist.

Die dargestellte Geometrie wird dann mittels Elektronenstrahlolithographie (ebeam) auf eine 7-Zoll-Glasscheibe gebracht. Nach der Belichtung wird die Struktur auf der Rückseite zunächst vorsichtig mit Azeton weggewischt. Danach wird die Glasscheibe in einer Glasschale 55 bis 75 s in ein (PbS) Bleisulfid-Entwickler-Bad und 20 s in ein Stopper-Bad eingebracht. Nachdem die Glasscheibe konzentrisch von innen nach außen abgeblasen wurde, wird sie in einer Plastikschaale mit Chrom-Ätze etwa 75 s lang geätzt, unter fließendem Wasser gespült und dann wieder konzentrisch von innen nach außen abgeblasen. Die Erstreinigung der Maske geschieht in einem 30-minütigen Ultraschallbad. Schließlich wird die Maske 15 min lang in einer Säurelösung ($3:1\text{-H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2$) bei 100°C gereinigt.

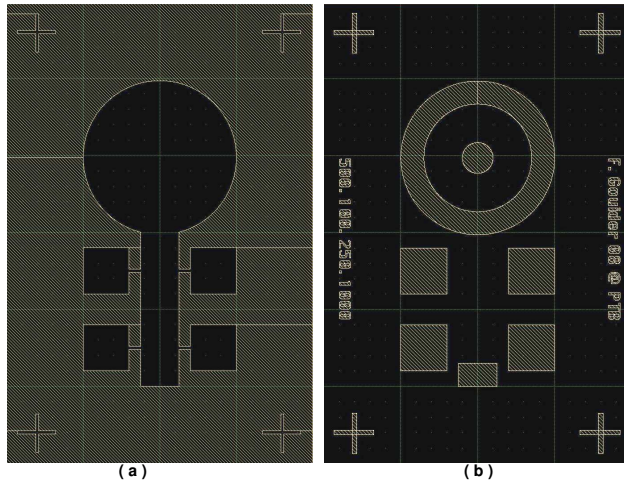


Abbildung 3.7: Optische Masken für die Strukturierung der Ohm'schen Kontakte. Es handelt sich um eine positive Maske mit Zwei-Schritt-Prozess in (a) der Mesa-Struktur und in (b) der Ohm'sche Kontakte. Die kleinen Kreuze werden als Marker (Positionierhilfer) benutzt.

3.2.5 Belacken

Vor dem eigentlichen Belacken wird der gereinigte Wafer für 10 Minuten in eine Hexamethydisilazan-(HMDS)-Atmosphäre ($\text{C}_6\text{H}_{19}\text{NSi}$) gebracht. Die HMDS bildet eine monomolekulare Schicht ($<5 \text{ nm}$) direkt auf der Probenoberfläche und dient als Lackhaftvermittler. Anschließend wird der Wafer durch einen Unterdruck auf einer Lackschleuder fixiert und mit dem Photolack AZ 5214E der Firma Clariant Inc. vollständig bedeckt. Das Belacken der Probe auf einer Lackschleuder, die mit 3520 Umdrehungen/Minute in Rotation versetzt wird, sorgt für eine gleichmäßige Dicke der Lackschicht von etwa $1,5 \mu\text{m}$ [124]. Für den so genannten Prebake (Vorbacken, das Trocknen des Lacks) wird die Probe drei Minuten bei 90°C auf eine Heizplatte gelegt.

3.2.6 Belichten

Für die Belichtung wird ein Belichter der Firma Karl Süss benutzt, der als Lichtquelle eine Hg-Dampflampe enthält, deren Wellenlänge mit $\lambda \geq 320$ nm im Empfindlichkeitsbereich des Photolacks liegt. Nachdem die Maske mit Azeton gereinigt wurde, wird sie auf dem Halter durch Unterdruck fixiert. Der Wafer wird unter der Maske mit Hilfe eines Mikroskops und Mikrometerschrauben exakt positioniert. Dazu werden die in Abbildung 3.7 sichtbaren Marker benutzt. Die Empfindlichkeit des verwendeten Photolacks liegt im Wellenlängenbereich zwischen 300 und 450 nm [125]. Die Belichtungszeit wird auf 30 s eingestellt. Zum Vermeiden einer ungewollten Belichtung des Photolacks wird die Belichtung im Gelblichtbereich des RRZ durchgeführt.

3.2.7 Entwickeln

Der belichtete Wafer für 30 s in einem Bad aus destilliertem Wasser und AZ Entwickler entwickelt (Mischung 1:1). Die belichteten Bereiche des Photolacks AZ 5214E weisen eine stärkere Löslichkeit auf als die unbelichteten Bereiche. Durch den Entwickler werden so nur die belichteten Bereiche entfernt. Der Entwickler wird 2 min lang unter fließendem Wasser abgespült und mit reinem Stickstoff abgeblasen. Eine ausführlichere Beschreibung der chemischen Reaktionen des Verfahrens findet man in [126].

3.2.8 Ätzen

Zum nasschemischen Ätzen der Proben bei der Herstellung der Mesa-Strukturen wird eine Bromäthylenglykol-Mischung im Verhältnis von 1 zu 100 (Brom zu Äthylenglykol) verwendet. Das Ätzen selbst läuft bei diesem Mischungsverhältnis etwa mit einer Ätzrate von 5 nm/s ab. Für die Durchführung des Ätzzvorganges wird ein Becherglas mit ca. 20 ml Bromäthylenglykol und eines mit reinem Äthylenglykol befüllt. Dann wird die Probe mit der Lackmaske für 30 s im Bromäthylenglykol geätzt, und möglichst schnell (das heißt wirklich nur innerhalb

etwa einer Sekunde) in das Becherglas mit reinem Äthylenglykol getaucht, um den Ätzprozess zu stoppen und möglichst wenig Brom in das Reinigungswasser gelangen zu lassen. Direkt danach spült man die Probe einige Minuten unter fließendem Wasser ab. Als letzter Schritt folgt dann noch das Entfernen der Lackmaske (Lift-Off) mit Azeton.

3.2.9 Ohm'sche Kontakte

Zum Aufbringen der Ohm'scher Kontakte werden zunächst die Schritte Belacken, Belichten und Entwickeln wie oben beschrieben auf der Mesa-Struktur wiederholt. Die Geometrie der Ohm'schen Kontakte ist in Abbildung 3.7(b) dargestellt. Die Kontakte selbst werden durch das Aufdampfen und Legieren von Metallschichten hergestellt. Im RRZ der PTB steht eine Bedampfungsanlage Congo Vac zur Verfügung. Der strukturierte Wafer wird vor dem Einbringen in die Bedampfungsanlage auf einen Träger (Dummywafer) geklebt. Die Schiffchen der Anlage werden mit Indium und Gold befüllt. Sobald nach dem Verschließen der Anlage und dem Abpumpen mit Hilfe einer Turbomolekularpumpe ein Druck im Bereich von 10^{-6} mbar erreicht ist, beginnt die Metalldeposition. Zunächst werden 40 nm Indium mit einer Rate von 2 nm/s, anschließend 200 nm Gold mit einer Rate von 5 nm/s thermisch aufgedampft. Nach dem Bedampfen werden beim Lift-Off die Lackschicht und die darüber liegenden In/Au-Schichten abgelöst. Dafür wird die Probe 15 min in ein Azetonbad eingetaucht. Falls nach diesem Schritt Lack- oder Metallrückstände auf der Probe verblieben sein sollten, können diese in einem Ultraschallbad beseitigt werden. Um den Kontakt zwischen den aufgedampften Metallschichten und dem 2DES sicherzustellen, wird die Probe unter einer Schutzatmosphäre (5% H_2 und 95% N_2) für 25 s auf 150°C getempert. Die maximal mögliche Probertemperatur von 180°C macht eine derart niedrige Legierungstemperatur nötig.

3.2.10 Probenkontaktierung

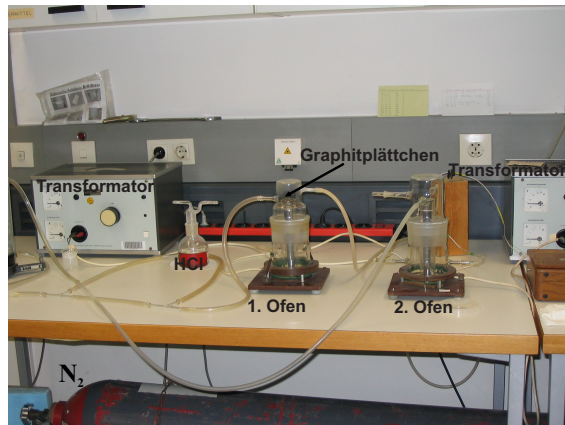


Abbildung 3.8: Zur Probenkontaktierung verwendeter Aufbau.

Zum Einbau der Probe in die Messapparatur werden elektrische Kontakte benötigt. Das Verfahren, mit dem die dafür verwendeten Drähte mit den Ohm'schen Kontakten verbunden werden, wird im Folgenden beschrieben. In der Regel werden hierfür geeignete Bonding-Technologien wie Ultraschall-Bonding-Verfahren sowie thermische Bonding-Verfahren verwendet. Wegen der Sprödigkeit der zu untersuchenden Wafer scheidet das Ultraschallverfahren aus. Zur Anschaffung einer kommerziellen thermischen Bondingmaschine reichten die finanziellen Mittel unseres Instituts nicht aus. Deshalb wurde eine eigene Methode entwickelt, die die oben erwähnte niedrige Maximaltemperatur des Probenmaterials berücksichtigt. Daher kann als Lötmedium kein Zinn (Schmelztemperatur $231,97^{\circ}\text{C}$) benutzt werden. Das an Stelle dessen verwendete Indium (Schmelztemperatur $156,61^{\circ}\text{C}$) oxidiert aber sehr schnell an Luft, so dass der Lötvorgang unter einer Schutzatmosphäre durchgeführt werden muss.

In Abbildung 3.8 ist der zur Probenkontaktierung verwendete Aufbau abgebildet. Im ersten Schritt werden Indiumpillen auf die Enden von Titandrähten aufgeschmolzen und gereinigt. Die Drähte werden

mit zwei Pinzetten in eine stabile Dreipunktlage gebogen, wobei darauf geachtet werden muss, dass alle drei Abschnitte des Drahtes in einer Ebene liegen. Danach wird die Probe auf ein Graphitplättchen gelegt, das den thermischen Kontakt zum Ofen herstellt. Unter dem Mikroskop werden die Pillen an den Endpunkten der Drähte auf den Goldkontakten der Probe exakt positioniert. Dann wird die gesamte Anlage von Stickstoff durchströmt. Anschließend wird die Probe samt Graphitplättchen in den ersten Ofen gelegt und zweimal für 10 s mit HCl gespült. Ein Transformator der Anlage wird auf 100 V eingestellt und die Indiumpille mit einer Lupe beobachtet, bis sie nach etwa 20 Minuten schmilzt und sich mit der Probe verbindet. Der Transformator wird dann abgeschaltet, und die Probe kühlt ca. 30 Minuten ab. Die abgekühlte Probe wird dann in den zweiten Ofen gelegt und mit dem Trafo bei 100 V auf 120°C erhitzt, um die Metallkontakte einzulegieren. Nach weiteren 30 Minuten ist die Probe abgekühlt und bereit für den Einbau in die Messapparatur.

3.3 Messaufbau

In Abbildung 3.9 ist der gesamte Messaufbau zur Realisierung der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen schematisch dargestellt. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten beschrieben.

3.3.1 Der Kryostat

Zur Erzeugung der für Messungen und den Laserbetrieb erforderlichen tiefen Temperatur und ausreichend hoher Magnetfeldstärken steht ein ^4He -Badkryostat von Oxford Instruments zur Verfügung. Der Heliumbehälter von ca. 18 Litern wird mit einem Helium-Heber befüllt und ist von der Umgebung durch ein Vakuum ($1.5 \times 10^{-5} \text{ mbar}$) thermisch isoliert. Die Probenkammer befindet sich in der Mitte des Heliumbades, wobei sie von diesem durch ein weiteres Isoliervakuum getrennt

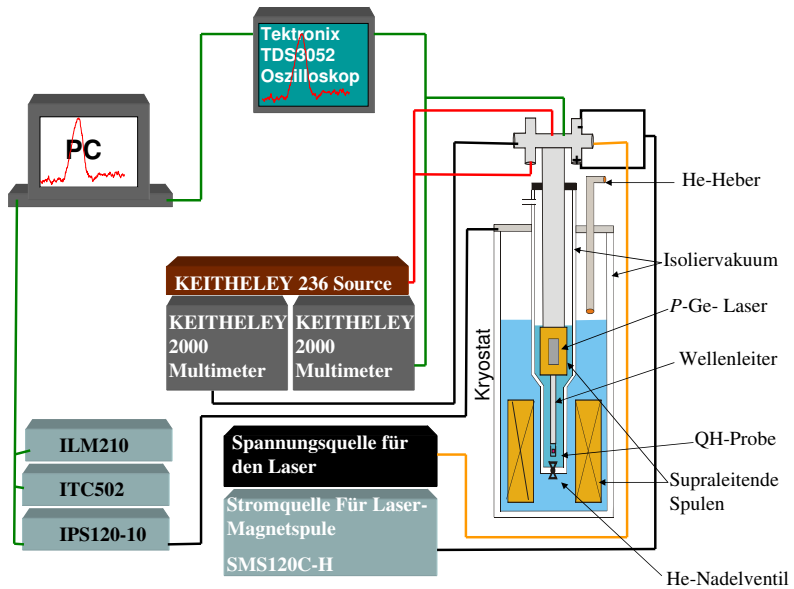


Abbildung 3.9: Messaufbau für Transport- und Fotoleitungsmessungen an QH-Systeme (schematisch).

ist. Zum Abkühlen der Probe kann flüssiges Helium aus dem Heliumbad durch ein elektronisch gesteuertes Nadelventil Zutreten, das am Boden der Probenkammer angebracht ist. Auf diese Weise kann die Probentemperatur auf 4 K gesenkt werden. Die das Magnetfeld bis 12 Tesla erzeugende supraleitende Spule ist im Helium-Behälter so angebracht, dass sich die Probe in Zentrum dieser Spule befindet.

3.3.2 Der Messspieß

Der p -Ge-Laser und die QH-Probe sind auf dem in Abbildung 3.10 dargestellten Messspieß montiert, der für die Messungen in die Probenkammer eingeführt werden kann. Neben den entsprechenden Ver-

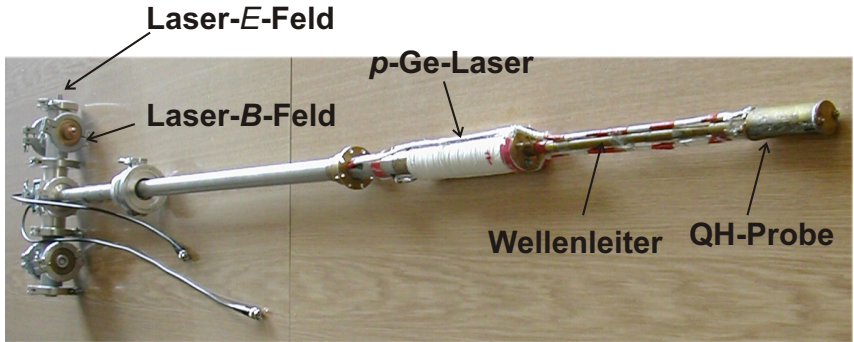


Abbildung 3.10: *Der Messspieß mit dem p -Ge-Laser.*

kabelungen für die Energieversorgung und den Datentransfer bietet der Messspieß für die folgenden Komponenten Platz: Der p -Ge-Laserkristall ist im Hohlraum einer weiteren supraleitenden Spule platziert, die bei einer Länge von etwa 18 cm und einem Außendurchmesser von etwa 4 cm Magnetfelder zwischen 0 und 4 Tesla erzeugt. Des Weiteren verfügt der Laserkristall über Kontakte zum Anlegen des für den Betrieb des Lasers erforderlichen elektrischen Feldes. Die emittierte THz-Strahlung wird durch einen Wellenhohlleiter aus Messing (Durchmesser 0,8 cm, Länge von 36,5 cm) auf die QH-Probe geleitet. Sowohl am Ort der Probe als auch in der Umgebung des p -Ge-Lasers ist jeweils ein Temperatursensor angebracht.

3.3.3 Steuerung und Messelektronik

Zur Steuerung der supraleitenden Spule, die das gewünschte Magnetfeld am Ort der Probe erzeugt, wird ein IPS120-10 (Intelligent Superconducting Magnet Power Supply) von Oxford Instruments verwendet. Das ITC502 (Intelligent Temperature Controller) vom selben Hersteller misst die Proben temperatur und steuert das Nadelventil. Das ILM210 (Intelligent He-Level Meter), ebenfalls von Oxford Instruments, kontrolliert den Füllstand des Heliumbades. Dieser soll während des Betriebs des p -Ge-Lasers nicht unter 20% fallen. Die Span-

nungsquelle des p -Ge-Lasers besteht aus einer Feld-Effekt-Transistor-(FET)-Impulsquelle oder einer Thyristor-(Thyr)-Impulsquelle. Ein Strom-Versorgungs-Gerät (SMS120C-H von Cryogenic) gewährleistet die Stromversorgung der Laser-Magnetspule. Ein Keithley-2000-Multimeter wird in Verbindung mit dem thermischen Sensor zur Kontrolle der Laserkristalltemperatur eingesetzt. Solange der Widerstand R des Sensors unter $0,65 \text{ k}\Omega$ liegt, ist die Temperatur zu hoch, um den Laser in Betrieb zu nehmen. Ein zweites baugleiches Multimeter wird für die eigentliche Strom- bzw. Spannungsmessung an der Probe verwendet. Als Spannung- bzw. Stromquelle wird eine Keithley-236-Quelle eingesetzt. Bei Messungen der Fotoleitung wird das Messsignal über ein Tektronix-TDS3052-Oszilloskop beobachtet. Alle aufgeführten Messgeräte sind über eine GPIB-Schnittstelle mit dem Computer verbunden, auf dem ein Labview-Programm die Messdaten aufzeichnet und einzelne Komponenten des Aufbaus steuert.

Kapitel 4

Messungen und Auswertung

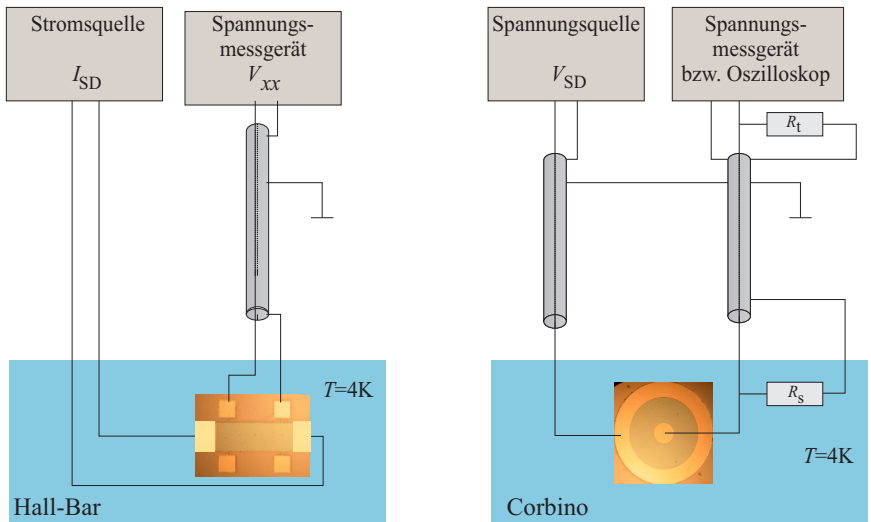


Abbildung 4.1: Schaltung zur Messung von Transport- respektive Fotoleitungsdaten an den strukturierten Proben: Links: Hall-Bar-Struktur, Rechts: Corbino-Struktur.

Im folgenden Abschnitt werden die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Messergebnisse vorgestellt und diskutiert. Zuerst wird auf die Cha-

Charakterisierung der untersuchten Proben und des p -Ge Lasers eingegangen. Im Anschluss daran werden Fotoleitfähigkeitsmessungen an QH-Systemen präsentiert. Zum einen werden die Untersuchungen der spektralen Auflösung von QH-Proben, zum anderen die zeitaufgelösten impedanzangepassten Fotoleitfähigkeitsmessungen an Corbino-Proben vorgestellt.

In Abbildung 4.1 sind die Schaltskizzen zur Messung von Transport- bzw. Fotoleitungsdaten an der Hall-Bar-Proben und der Corbino-Geometrie dargestellt.

4.1 Charakterisierung der Proben

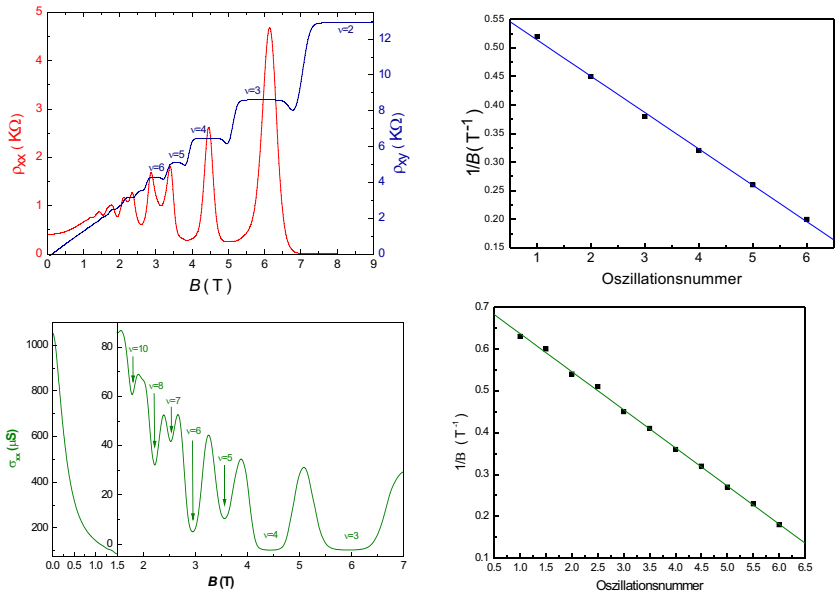


Abbildung 4.2: *Magnetotransport und Landau-Plot: Oben: Längs- und Hall-Widerstand (ρ_{xx} , ρ_{xy}) einer Hall-Bar-Probe mit einem HgTe-Quantengraben (QW) gemessen als Funktion des Magnetfelds. Unten: Spezifische Leitfähigkeit σ_{xx} einer Corbino-Probe mit einem HgTe-QW in Abhängigkeit vom Magnetfeld B .*

Alle Proben wurden charakterisiert, bevor sie der THz-Strahlung ausgesetzt wurden. Zur Charakterisierung wurden Messungen des Shubnikov-de Haas-(SdH)-Effekts durchgeführt. Aus diesen Messungen wurden die Werte für die Elektronendichte n_s und die Elektronenbeweglichkeit μ_e gewonnen.

Die Abbildung 4.2 zeigt typische SdH-Kurven für eine HgTe/HgCdTe-Probe (Q2332) in Hall-Bar- und Corbino-Geometrie im Vergleich zu einer Probe (Cragg4) mit einem InSb-Quantengraben in Corbino-Geometrie (s. Abb. 4.3). Alle Transportmessungen wurden bei einer Temperatur von $T \approx 4.0$ K durchgeführt.

4.1.1 Ladungsträgerkonzentration und Beweglichkeit

• Hall-Bar-Geometrie:

Während der Messung lag zwischen den Stromkontakten der Hall-Bar-Probe ein konstanter Probenstrom von $I_{SD} = 50 \mu\text{A}$ an. Gemessen werden sowohl der Längswiderstand $R_{xx} = \frac{V_{xx}}{I_{SD}}$ als auch der Querwiderstand $R_{xy} = \frac{V_{xy}}{I_{SD}}$. Die Umrechnung der aufgenommenen Spannung V_{xx} bzw. V_{xy} in die spezifischen Widerstände ρ_{xx} und ρ_{xy} erfolgt über:

$$\rho_{xx} = \frac{V_{xx}}{I_{SD}} \frac{b}{l} \quad , \quad \rho_{xy} = \frac{V_{xy}}{I_{SD}}. \quad (4.1)$$

Ab $B = 0,5$ T Tesla zeigt der Längswiderstand einen geringen Anstieg, der ab $B = 1,5$ T in deutliche SdH-Oszillationen übergeht. Außerdem weisen die Transportkurven ein QH-Plateau um ein Magnetfeld von $B = 3.5$ T bzw. $B = 5$ T auf. Zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration n_s der 2D-Systeme stehen zwei Verfahren zur Verfügung: Zum einen die Berechnung aus der Steigung der Hall-Geraden und zum anderen aus der Periode der SdH-Oszillationen.

Zur Bestimmung der Elektronendichte mit der ersten Methode wird die Beziehung

$$\rho_{xy} = \frac{B}{en_s} \quad (4.2)$$

genutzt. Aus der Steigung a eines linearen Fits an die Punkte der Hallmessung im Bereich von $B = 0$ T bis 1 T ergibt sich die Ladungsträgerdichte n_s nach:

$$n_s = \frac{1}{ae} \quad , \quad a = \frac{\Delta\rho_{xy}}{\Delta B} \quad (4.3)$$

Die Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration n_s des 2DES der Proben mit der zweiten Methode (SDH-Oszillationsperiode) basiert auf der Definition des Füllfaktors ν (siehe Gl.(1.18)). Die Minima der SdH-Oszillationen treten immer bei ganzzahligen Füllfaktoren $\nu = i$ auf. Unter Berücksichtigung der Spinentartung gilt:

$$i = \frac{n_s h}{g_s e B_z} \quad , \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (4.4)$$

Löst man diese Gleichung nach $1/B_z$ auf und bildet die Differenz von zwei aufeinander folgenden ganzzahligen Füllfaktoren, folgt daraus die Oszillationsperiode des SdH-Effekts:

$$\Delta \left(\frac{1}{B_z} \right) = \frac{g_s e}{n_s h} \quad (4.5)$$

Daraus folgt die Gleichung zur Berechnung der Ladungsträgerkonzentration:

$$n_s = \frac{g_s e}{h} \frac{1}{\Delta \left(\frac{1}{B_z} \right)} \quad (4.6)$$

Die Ladungsträgerkonzentration des 2DES wird experimentell über die Steigung des Landau-Plots und die entsprechende Multiplikation mit der Konstanten nach Gleichung (4.6) ermittelt. Im Rahmen der Fehlergrenzen stimmen die Ergebnisse für die Bestimmung der Elektronendichte n_s beider Methoden (SdH- und Hall-Effekt) überein. Zum Beispiel für die Probe Q2332 beträgt die Elektronendichte :

$$n_s(\text{Hall}) = (2.5 \pm 0.1) 10^{15} \text{ m}^{-2}, \quad n_s(\text{SdH}) = (2.6 \pm 0.2) 10^{15} \text{ m}^{-2}.$$

Weiterhin werden die Beweglichkeiten des 2DES bestimmt. Eine Berechnung ist unter Verwendung der vorher ermittelten Ladungsträgerkonzentration n_s und der Komponenten des spezifischen Widerstandstensors $\hat{\rho}$ (siehe Gl.(1.8)) über die Gleichung:

$$\mu = \frac{1}{\rho_{xx}(B_z = 0T)n_s e} \quad (4.7)$$

möglich. Nach dieser Gleichung (4.7) beträgt die Elektronenbeweglichkeit beispielsweise für die Probe Q2332:

$$\mu_e = 19.0 \text{ (m}^2/\text{Vs)}.$$

- **Corbino-Geometrie:**

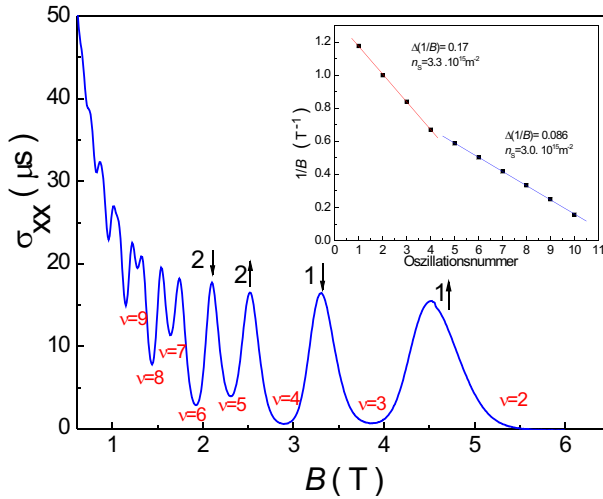


Abbildung 4.3: An einer Corbino-Probe mit InSb-Quantengraben gemessene SdH im Magnetfeldbereich $0 \leq B \leq 7$ T. Die Landau-Quantenzahlen und die Spin-Ausrichtungen, die den beobachteten Maxima zuzuordnen sind, sind eingezeichnet. Der Einsatz zeigt den zur Transportkurve gehörenden Landau-Plot, bei dem die reziproken Magnetfeldpositionen der Oszillationsmaxima sowie Minima (Füllfaktoren 8 bis 2) über den Oszillationsnummern aufgetragen sind. Aus der Steigung kann die Ladungsträgerkonzentration ermittelt werden.

Im Unterschied zur Hall-Bar-Probe wird bei der Corbino-Probe die spezifische Längsleitfähigkeit σ_{xx} betrachtet. Man legt zwischen den beiden Kontakten der Corbino-Probe eine konstante Spannung V_{SD} an. Der Stromfluss zwischen den Source-Drain-Kontakten wurde über einen Widerstand R_s als Längsspannung V_{SD} bei Veränderung des Magnetfeldes aufgenommen und mit Hilfe der folgenden Gleichung in die spezifische Längsleitfähigkeit umgerechnet.

$$\sigma_{xx} = \frac{I_{SD}}{V_{SD}} \frac{\ln r_a - \ln r_i}{2\pi} = \frac{V_s}{V_{SD} R_s} \frac{\ln r_a - \ln r_i}{2\pi} \quad , \quad (4.8)$$

($r_a = 1500 \mu m$, $r_i = 500 \mu m$).

Bei $\sigma_{xx} = 0$ befindet sich die Probe im QH-Regime, es fließt kein Strom durch das 2DES zwischen den Kontakten, sondern ein verlustfreier Kreisstrom im 2DES senkrecht zum radialen elektrischen Feld. Erst für $\sigma_{xx} > 0$ wird auch ein Stromfluss zwischen den Kontakten registriert, der durch den Axialanteil des Strom auf Spiralbahnen hervorgerufen wird. Die Ladungsträgerkonzentration n_s wird über die Oszillationsperiode $\Delta \left(\frac{1}{B_z} \right)$ berechnet (siehe Gl.(4.6)). Die Beweglichkeit μ der Elektronen lässt sich aus der spezifischen Längsleitfähigkeit σ_{xx} mit der Gleichung:

$$\mu = \frac{\sigma_{xx}(B=0)}{n_s e} \quad (4.9)$$

gewinnen.

Damit ergibt sich für die Probe Q2332 $n_s(SdH) = (2.5 \pm 0.2) 10^{15} \text{ m}^{-2}$ und $\mu_e = 1 \text{ (m}^2/\text{Vs)}$. Es zeigt sich somit, dass sowohl in der Hall-Geometrie als auch in der Corbino-Geometrie die Ladungsträgerkonzentrationen identisch sind.

Die Ladungsträgerkonzentrationen sowie die Beweglichkeiten der jeweiligen Proben sind in der Tabelle 4.1 dargestellt.

• Kombinierte (Corbino-Hall-Bar)-Geometrie:

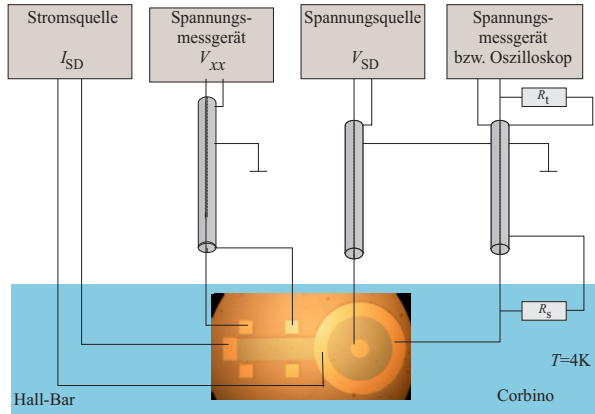


Abbildung 4.4: Elektrischer Aufbau der kombinierten (Corbino-Hall-bar)-Geometrie.

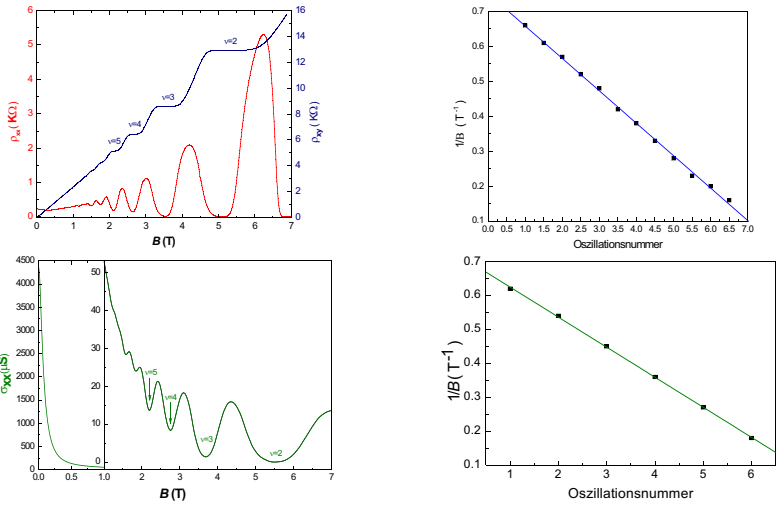


Abbildung 4.5: Magnetotransport und Landau-Plot: Darstellung wie in Abbildung 4.2, jedoch für die kombinierte (Corbino-Hall-Bar)-Geometrie.

Probe	Material	d_{QW} [nm]	n_s [10^{15}m^{-2}]	μ_H [$\frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$]	μ_C [$\frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$]	μ_{C-H} [$\frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$]
Q2227	HgTe-QW	6	1.6	15.6	0.8	8
Q2175	HgTe-QW	6	2.7	12.6	0.63	7.6
Q2284	HgTe-QW	7	0.8	5.5	0.3	3.3
Q2280	HgTe-QW	7	1.23	8	0.4	5
Q2269	HgTe-QW	7	1.2	10	0.5	6
Q2331	HgTe-QW	8	1.7	9.5	0.48	5.8
Q2332	HgTe-QW	8	2.5	19	1	11
Q2252	HgTe-QW	12	2.7	12.6	0.7	7.5
Q2022	HgTe-QW	12	4.4	6.8	0.35	4
Q2387	HgTe-QW	21	4	61	3	36.5
Pike4	InSb-QW	25	5.11	23.8	1.5	14.3
Cragg4	InSb-QW	30	3.3	25.6	1.6	15.4

Tabelle 4.1: Ladungsträgerkonzentrationen n_s und die Beweglichkeiten μ der jeweiligen Proben in der Corbino(μ_C)- und der Hall-Bar-Geometrie(μ_H) sowie in der kombinierten Geometrie(μ_{C-H}). Die verschiedenen Proben stammen aus unterschiedlich dotierten Wafern und wurden in verschiedenartigen Geometrien vermessen.

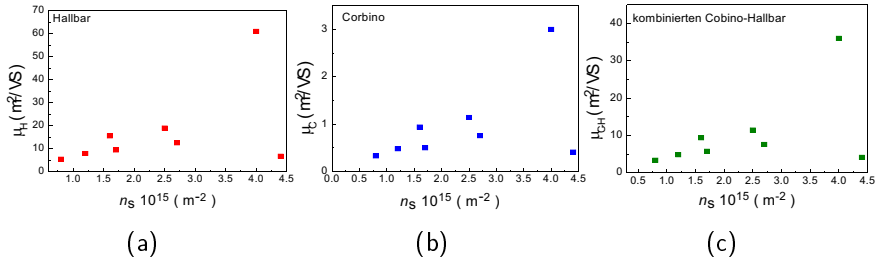


Abbildung 4.6: Die Beweglichkeiten als Funktion der Ladungsträgerkonzentrationen für verschiedene Geometrien. (a) Hall-Bar-Geometrie, (b) Corbino-Geometrie und (c) kombinierte (Corbino-Hall-Bar)-Geometrie.

Wie in der Tabelle 4.1 zu sehen ist, gilt für die Beweglichkeiten $\mu_c \ll \mu_H$. Unsere Vermutung war zunächst, dass der Größenunter-

schied an einer Inhomogenität des Wafers oder an dem Abkühlungsprozess liegt. Zur Überprüfung der Vermutung wurden Messungen an einer kombinierten Geometrie durchgeführt. Die Abbildung 4.4 zeigt die Schaltskizze zur Aufnahme von Magnetotransportmessungen an der kombinierten Geometrie. Ergebnisse einer solchen Messung sind in Abbildung 4.5 beispielhaft für die Probe Q2332 dargestellt. Die in Tabelle 4.1 zusammengestellten Ergebnisse aller Proben zeigen, dass unsere Vermutung nicht zutrifft. Denn auch diese Messungen ergeben wieder unterschiedliche Beweglichkeiten für die verschiedenen Strukturen. Dabei ist der Beweglichkeitsunterschied mit $\mu_c \approx 0.6 \mu_H$ deutlich kleiner als bei den separat ausgeführten Messungen.

Den verbleibenden intrinsischen Unterschied können wir nicht erklären. Eine mögliche Ursache könnte die Grenze des 2DES bei den beiden Strukturen sein. Die Corbino-Geometrie weist einen 2DES-Metallübergang auf, während die Hall-Bar-Geometrie eine 2DES-Helium-Übergang besitzt.

4.1.2 Messungen von Strom-Spannungs-Kennlinien

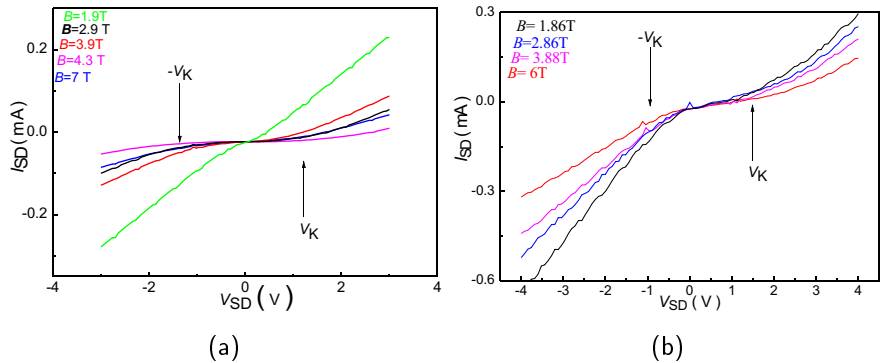


Abbildung 4.7: Strom-Spannungs-Kennlinie der Proben (a) Q2332 (HgTe-QW) und (b) Cragg4 (InSb-QW).

Die bei uns untersuchten Terahertz-Detektoren werden im Quanten-Hall-Regime betrieben. Das Fotosignal entsteht durch den optisch in-

duzierten Zusammenbruch des QH-Effekts an Proben, die bereits elektrisch vorangeregt sind. Deshalb ist es wichtig, die elektrischen Grenzen für das QH-Regime an den Terahertz-Detektoren zu kennen. Diese werden durch die Messung der Strom-Spannungs-Kennlinien bestimmt. Die Aufnahme der $I - V$ -Kennlinien erfolgten bei einer Probentemperatur von 4 K im QH-Plateau. Dabei wurden Magnetfeldpositionen in der Plateaumitte gewählt, über das entsprechende Messprogramm ein um Null symmetrisches Source-Drain-Strom/Spannungs-Intervall eingestellt und anschließend durchlaufen. In der Abbildung 4.7 ist zu erkennen, dass der Zusammenbruch des QH-Effektes abhängig vom Magnetfeld B_z bei unterschiedlichen Probenspannungen V_{SD} stattfindet. Aus den nichtlinearen Verläufen der $I - V$ -Charakteristiken können die Arbeitsbedingungen für die Proben in ihrer Funktion als THz-Detektoren bestimmt werden [127]. Bei Spannungen nahe dem kritischen Wert V_k für den elektrischen Zusammenbruch des QH-Effekts (QHE) kann eine zusätzliche optische Anregung zu einem vollständigen Zusammenbruch des QHE führen [127]. Der Zusammenbruch des QHE führt zu einem messbaren Anstieg der spezifischen radialen Leitfähigkeit σ_{xx} einer Corbino-Probe. Damit kann die Fotoleitung durch die Messung des Source-Drain-Stroms I_{SD} an Proben nachgewiesen werden, an denen unterkritische (aber ausreichend hohe) Source-Drain-Spannungen $V_{SD} < V_k$ angelegt wurden. Es resultiert eine kritische Spannung für den Zusammenbruch des Quanten-Hall-Effektes von $V_k \approx \pm 2$ V.

4.2 Messungen mit dem p -Ge Laser

Wie bereits in Kapitel 2 erwähnt, sind zum Betrieb des p -Ge-Lasers ein magnetisches Feld B_L und ein dazu senkrechtes elektrisches Feld E_L notwendig. Zur Erzeugung des elektrischen Feldes stehen mit der Thyristor-Impulsquelle und dem Feld-Effekt-Transistor (FET) zwei Impulsquellen unterschiedlicher Bauweise zur Verfügung. Die von diesen Quellen erzeugten Hochspannungsimpulse werden über Aluminiumelektroden an den Laserkristall angelegt. Die Thyristor-

Impulsquelle mit integrierter Impulserzeugung (Pulsdauer $0,5 \mu\text{s}$, Wiederholungsrate 1 Hz) generiert Spannungen, die im Bereich zwischen 500 V und 2 kV einstellbar sind.

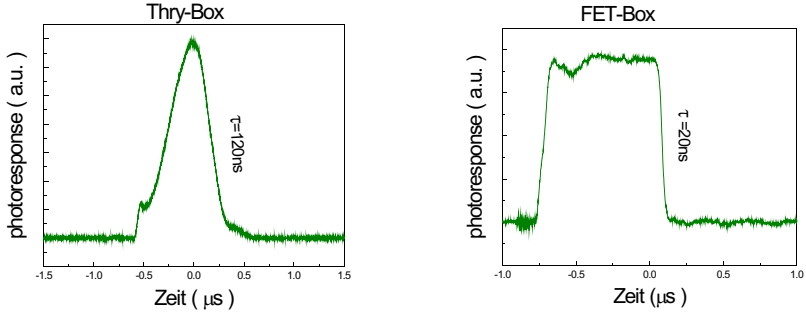


Abbildung 4.8: Unterschiedlicher Pumpquellen zur Erzeugung von Hochspannungsimpulsen. Als Detektor dient ein p-Ge Kristall. Für die FET-Impulsquelle ergeben sich deutlich steilere Schaltflanken.

Wie in Abbildung 4.8 zu erkennen ist, liefert diese Impulsquelle Impulse mit einer Anstiegs- und Abfallzeit der Flanken im Bereich von 120 ns . Da sich diese Flankensteilheit als zu gering erwiesen hat, um den Zeitverlauf der Fotosingale zu ermitteln, entwickelte Stellmach [4] eine neue Pumpquelle, in der eine durch Feld-Effekt-Transistoren (FET) gesteuerte Kondensatorentladung stattfindet. Zur Erzeugung der elektrischen Pulse wird in diesem Fall eine externe elektrische Impulsquelle der Firma Hewlett Packard (HP8013b) verwendet. Mit dem FET werden Anstiegs- und Abfallzeiten der Flanken von 20 ns erreicht (vgl. Abbildung 4.8). Zur Einstellung des magnetischen Feldes B_L steht das Gerät *MagnetPowerSupply* der Firma Cryogenic zur Verfügung, das den Stromfluss I_L durch die Lasermagnetspule steuert. Die Berechnung des entsprechenden Magnetfeldes B_L erfolgt über

$$B_L = C_L I_L \quad (4.10)$$

Wobei die Spulenkonstante C_L etwa $C_L=0,135 \text{ T/A}$ beträgt [70]. Die Energie der emittierten Laserstrahlung kann über den energetischen

Abstand zwischen den Landau-Niveaus im p -Ge-Laserkristall eingestellt werden, der linear mit dem magnetischen Feld variiert:

$$E_L = \hbar\omega_c^L = \frac{\hbar e}{m_L^*} B_L \quad , \quad \text{mit} \quad m_L^* = 0.046 m_e \text{ [70]}. \quad (4.11)$$

Aus Gleichung 4.10 und 4.11 ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der emittierten Energie E_L und der Stromstärke durch die Magnetspule I_L .

$$E_L = \frac{\hbar e}{0.046} C_L I_L \approx 0.34 \frac{\text{meV}}{\text{A}} I_L \text{ [A]} \quad (4.12)$$

Die auf diese Weise ermittelte Laserenergie entspricht einer Emissionsfrequenz von

$$f_L = \frac{E_L}{h} = \frac{C_L e}{2\pi \cdot 0.046 m_e} I_L = 0.82 \frac{\text{THz}}{\text{A}} I_L \text{ [A]} \quad (4.13)$$

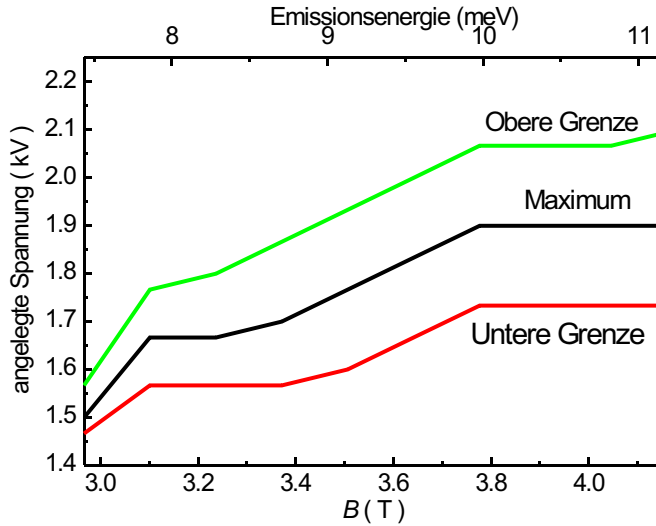


Abbildung 4.9: Signal eines Germaniumdetektors als Funktion des Magnetfeldes und der Spannung am Laserkristall.

Vor der Messungen wird der Arbeitsbereich des *p*-Ge-Lasers durch Fotoresponsemessungen mit einem *p*-Ge-Kristall als Detektor bestimmt. Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Abbildung 4.10 zeigt das von A. Hirsch [70] vermessene Emissionsfenster eines *p*-Ge-Lasers in Abhängigkeit des angelegten elektrischen E_L und magnetischen Feldes B_L . Als Detektor wurde in diesem Fall eine Quantum- Hall- Probe mit Mäander- Struktur (Breite $100\text{ }\mu\text{m}$, Länge 60 mm) verwendet. Im untersuchten Bereich wurden drei Intensitätsmaxima in einem Emissionsfenster zwischen $120\text{ }\mu\text{m}$ und $160\text{ }\mu\text{m}$ und ein viertes Maximum bei der Zyklotronresonanz der Quanten-Hall-Probe beobachtet.

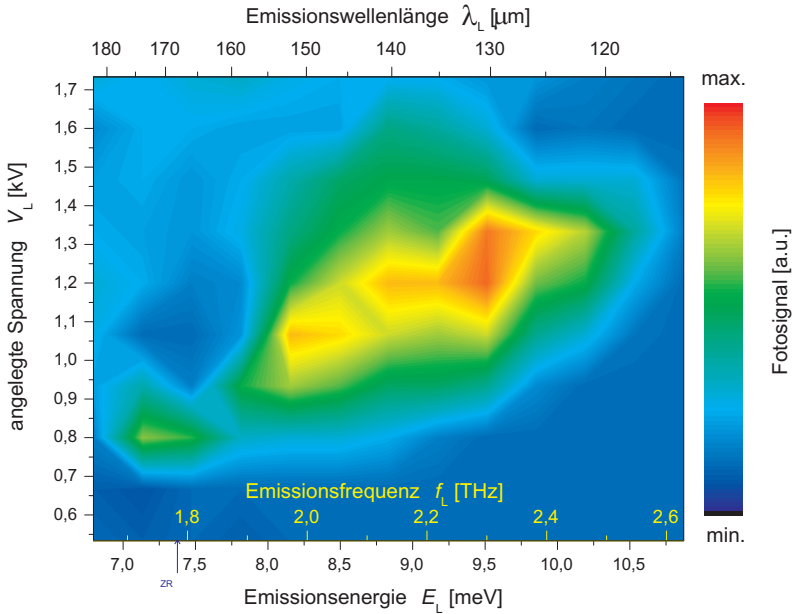


Abbildung 4.10: Fotosignal einer QH-Mäanderprobe ($n_s = 2.0 \cdot 10^{15}\text{ m}^{-2}$, $\mu_H = 60\text{ m}^2/\text{Vs}$, $B = 4.3\text{ T}$, $I_{SD} = 15\text{ }\mu\text{A}$) als Funktion der Pumpspannung und der Laserenergie (invers proportional zur emittierten Wellenlänge, vgl. obere Skale). Das Emissionsfenster zeigt 3 Emissionsmaxima.

4.3 Untersuchung magnetooptischer Effekte

4.3.1 Transmissionsmessungen

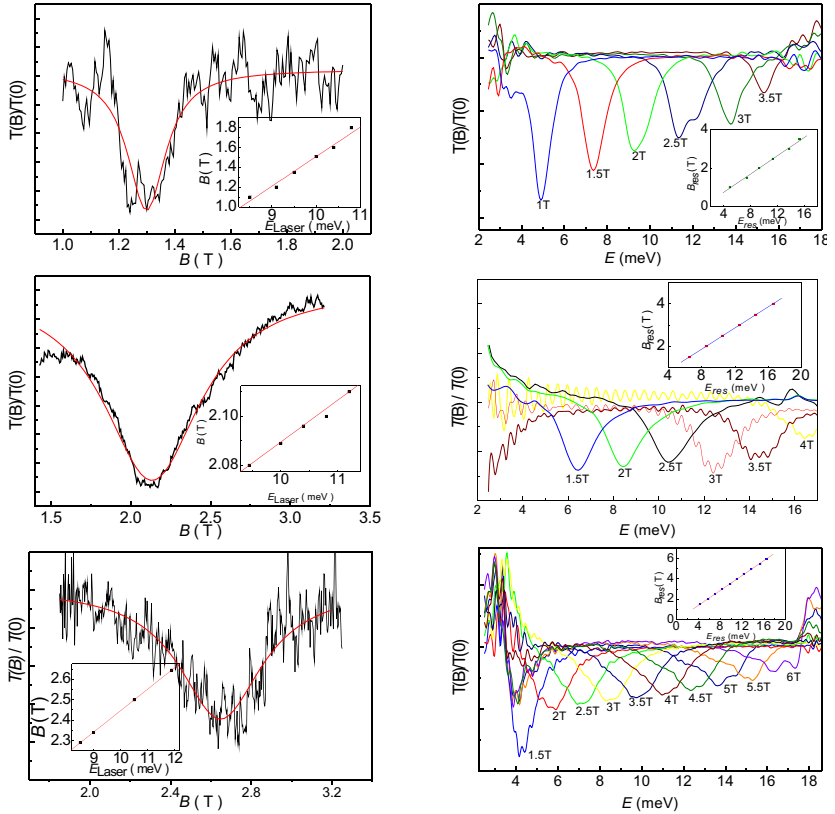


Abbildung 4.11: ***Links:** Normierte Transmission T von THz-Wellen durch unsere Proben bei verschiedenen Schichtdicke ($d_{QW}=21$ nm, $d_{QW}=12$ nm, $d_{QW}=8$ nm) in Abhängigkeit vom Magnetfeld B . Als Detektor dient ein p -Ge Kristall. Die ZR-Kurven sind jeweils durch Lorentz-Funktionen angepasst. **Rechts:** Transmissionsmessungen wie links, jedoch gemessen mit einem FT-IR-Spektrometer, als Funktion der Photonenenergie E . **Einsätze:** Magnetfeldpositionen der Resonanzminima in Abhängigkeit von der Photonenenergie für die entsprechende HgTe-Proben.*

Zusätzlich zu der elektrischen Charakterisierung der Proben führten wir Transmissionsmessungen an einigen der HgTe- und der InSb-Proben durch. Dazu wird die unstrukturierte Probe zwischen den Laser und einen p -Ge-Detektor gebracht und das Detektorsignal als Funktion des Probenmagnetfeldes B gemessen.

In Abb. 4.11 wird die Transmission T für THz-Wellen als Funktion des Magnetfelds für die Proben mit einem HgTe-Quantengraben ($d_{QW}=21$ nm, $d_{QW}=12$ nm, $d_{QW}=8$ nm) für verschiedene Photonenenergien E_{ph} gezeigt. In den Einsätzen von Abb. 4.11 sind die Magnetfeldwerte B_{res} der Minima der Transmission in Abhängigkeit von E_{ph} dargestellt. Die Abhängigkeiten $B_{res}(E_{ph})$ für die HgTe-Proben sind linear. Aus dem Anstieg der Geraden $B_{res}(E_{ph})$ kann die Zyklotronmasse m_c entsprechend der Gleichung

$$E_{ph} = \hbar \frac{eB_{res}}{m_c} \quad (4.14)$$

bestimmt werden (B_{res} : Magnetfeld, bei welchem das Transmissionssignal bei seinem Minimum ist). Daraus ergibt sich die Zyklotronmasse $m_c = 0.016m_e$, $m_c = 0.022m_e$ und $m_c = 0.026m_e$ für die nachfolgenden Dicken $d_{QW}=21$ nm, $d_{QW}=12$ nm und $d_{QW}=8$ nm. Dieses Ergebnis stimmt näherungsweise mit den Literaturwerten ($m_c = 0.024m_e$) überein [128, 129]. Als Vergleichsmessung wurden die von mir bereits gemessenen Proben an Dr. Y. B. Vasilyev übergeben, um die Transmissions-Messungen im Magnet Lab (National High magnetic Field Laboratory, University of Florida) mittels Fourier-Transform-Infrarot-(FT-IR)-Spektrometer durchzuführen (s. Abb. 4.11 rechts). Der auf diesem Wege ermittelte Wert der Zyklotronmasse m_c beträgt $m_c = 0.024m_e$ und stimmt im Rahmen des Messfehlers mit unserem Ergebnis überein.

Weiterhin wurden an Proben mit InSb-Quantengraben (30 nm dick), eingebettet in AlInSb-Barrieren, Transmissionsmessungen bei verschiedenen Photonenenergien in Arbeitsbereich unseres Lasers ($6.9 \text{ meV} \leq E_{ph} \leq 10.48 \text{ meV}$) durchgeführt. In der Abbildung 4.12 ist die Transmission für THz-Wellen als Funktion des Magnetfelds im Inter-

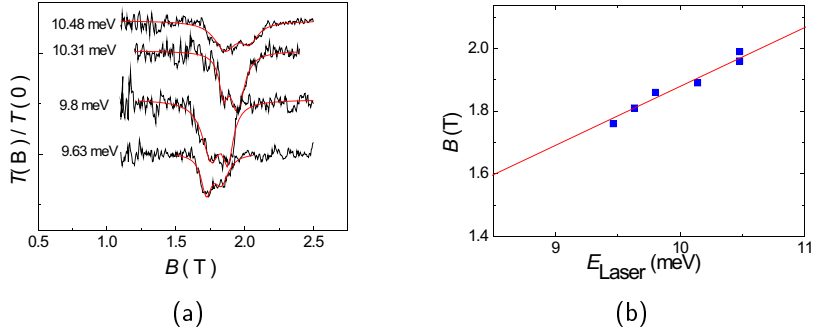


Abbildung 4.12: (a): Transmission T einer Corbino-Probe mit einem InSb-Quantengraben (QW) einer Schichtdicke von $d_{\text{QW}} = 30$ nm in Abhängigkeit vom Magnetfeld B . (b): Magnetfeldpositionen der Resonanzminima in Abhängigkeit von der Photonenenergie für die entsprechende InSb-Probe.

vall $1.1 \text{ T} \leq B \leq 2.5 \text{ T}$ sowie die Magnetfeldwerte B_{res} der Minima der Transmission in Abhängigkeit von E_{ph} dargestellt. Aus dem Anstieg der Geraden $B_{\text{res}}(E_{\text{ph}})$ wird eine Zyklotronmasse von $m_c = 0.022m_e$ abgeleitet, welche im Rahmen der Messgenauigkeit mit dem Wert aus Transmissionsmessungen mittels FT-IR-Spektrometer übereinstimmt (vgl. Abb. 4.13(b)).

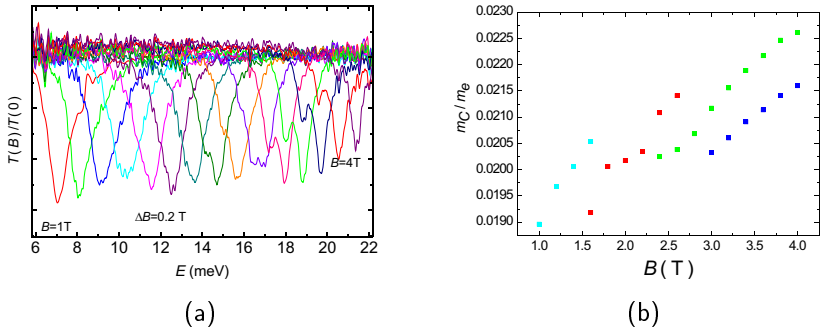


Abbildung 4.13: (a): Normierte Transmissionsmessungen gemessen für eine InSb/AlInSb Struktur mit FT-IR-Spektrometer bei verschiedenen Werten der Magnetfelder $1 \text{ T} < B < 4 \text{ T}$. (b): Die Werte von m_c in m_e Einheiten ermittelt aus den Spektren.

• **Diskussion:** Wir beobachteten ein typisches ZR-Verhalten (eine lineare Zunahme des Magnetfelds der Resonanz, B_{res} , mit zunehmender Photonenenergie E_{ph}) sowohl für Proben mit HgTe-QWs als auch für Proben mit InSb-QWs. Aus den Anstiegen der linearen Funktionen $B_{res}(E_{ph})$ wurden die Zyklotronmassen m_c der entsprechenden QWs bestimmt. Diese Werte der Zyklotronmassen m_c zeigten sich erhöht im Vergleich zu den Effektivmassen m_{eff} an den Subbandkanten bedingt durch die nichtparabolische Dispersionsrelation $E(k)$ der untersuchten Materialien.

Für die Proben mit HgTe-Quantengraben ist der Verlauf der Geraden $B_{res}(E_{ph})$ für $B = 0$ T bei unterschiedlichen Schichtdicke d_{QW} vermutlich korreliert mit einer entsprechenden Variation des Bandabstandes zwischen E_2 und H_1 mit der Schichtdicke d_{QW} (siehe Abbildung 3.4, und [130]). Bei den HgTe-Proben können wir nicht generell aus den entsprechenden m_c -Werten die Energiedifferenz zwischen der Subbandenergie E_s und der Fermi-Energie E_F , $\Delta E = E_s - E_F$, bestimmen. Der Grund dafür ist die sehr komplizierte Bandstruktur $E(k)$. Die Transmissionsmessungen für die Proben mit InSb-Quantengraben lieferten wahrscheinlich einen Hinweis auf einen vom Elektronen-Spin abhängigen Effekt. Die beiden in Abb.4.12 sichtbaren Minima könnten vom energetischen Unterschied der Zyklotronübergänge zwischen den Quanten-Niveaus $3 \downarrow \rightarrow 2 \downarrow$ und zwischen den Niveaus $3 \uparrow \rightarrow 2 \uparrow$ kommen (siehe Abb.4.3, vgl. [131]). Zwar ist ein direkter Vergleich unserer Messwerte mit denen von *Orr et al.* nicht möglich, da in der genannten Arbeit Übergänge niedrigerer Quanten-Niveaus betrachtet werden (die höchsten Quantenzahlen sind hier 1 und 2, und die Magnetfelder sind entsprechend höher). Die gemessenen Energie-Aufspaltungen liegen jedoch bei etwa 1.5 meV (vgl. Fig.7 in [131]). Wenn wir für die Bestimmung der Energien die Gleichung 4.14 ansetzen, so kann man aus den beiden in Abb.4.12 sichtbaren Minima eine Energiedifferenz der Übergänge $3 \downarrow \rightarrow 2 \downarrow$ und $3 \uparrow \rightarrow 2 \uparrow$ im Bereich von $0.53 \text{ meV} \leq \Delta E \leq 0.89 \text{ meV}$ berechnen. Diese Werten liegen in der gleichen Größenordnung wie der von Orr et al. publizierte Wert ($\Delta E \cong 1.5 \text{ meV}$ für die Übergänge $2 \downarrow \rightarrow 1 \downarrow$ und $2 \uparrow \rightarrow 1 \uparrow$).

4.3.2 Fotoleitungsmessungen

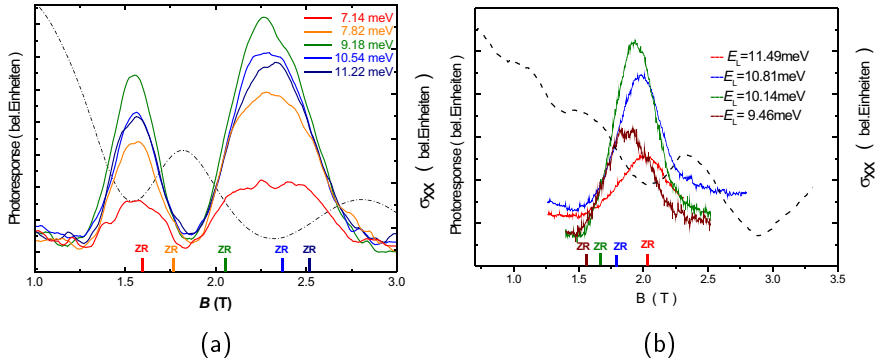


Abbildung 4.14: Spezifische Fotoleitfähigkeit (PL) $\Delta\sigma_{xx}$ einer Corbino-Probe mit einem HgTe-Quantengraben (QW) einer Schichtdicke von $d_{QW} = 8$ nm (a) und von $d_{QW} = 12$ nm (b) gemessen als Funktion des Magnetfelds B . Die Größe $\Delta\sigma_{xx}$ ist für verschiedene Photonenenergien (berechnete Positionen der ZR durch kurze vertikale Striche markiert, deren Farbe der jeweiligen Fotosignal-Kurve entspricht) dargestellt. Die Messungen wurden mit einer Source-Drain-Spannung von $V_{SD} = 1$ V, $R_s = 6,2$ k Ω und bei 4 K durchgeführt.

In diesem Abschnitt untersuchen wir die Fotoleitung (PL) bzw. den Fotowiderstand (PR) im THz-Spektralbereich von $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ - und $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}/\text{InSb}/\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -Proben in Corbino-Geometrie. Die Messungen wurden bei Temperaturen um 4 K, einer Laser-Energie $7 \text{ meV} \leq E_{\text{Laser}} \leq 11.5 \text{ meV}$, einer Spannung zum Pumpen des Lasers (Thyristorquelle) $1.6 \text{ kV} \leq V_p \leq 2.3 \text{ kV}$ und einer langsamen Magnetfeldvariationsrate (0,15 Tesla/Minute) durchgeführt.

Die Durchführung der Messungen erfolgte bei konstanter Laser-Energie E_L sowie bei konstanter Source-Drain-Spannung V_{SD} und variablem Magnetfeld B . Die Abhängigkeit des Fotosignals vom Magnetfeld wurde ermittelt und in Abbildung 4.14 und in Abbildung 4.15 aufgetragen. Im unteren Teil sind die mit der Formel $B_Z = \frac{m^*}{m_L^*} B_Z^L$

abgeschätzten Zyklotronresonanzpositionen eingezeichnet. Zum Vergleich der Fotosignalpositionen wurde zusätzlich die Abhängigkeit der spezifischen Längsleitfähigkeit σ_{xx} vom Probenmagnetfeld aufgetragen (schwarze gestrichelte Kurve).

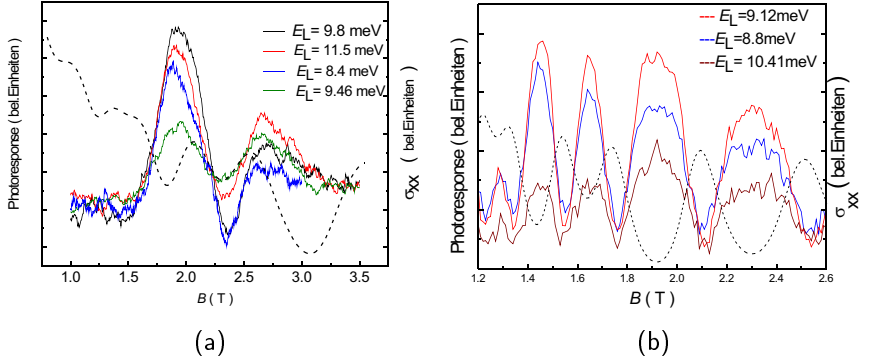


Abbildung 4.15: (a) Darstellung wie in Abbildung 4.13, jedoch für eine Corbino-Probe mit einem HgTe-QW mit einer QW-Dicke von $d_{QW} = 21$ nm. (b) wie (a), jedoch für eine Corbino-Probe mit einem InSb-QW mit einer QW-Dicke von $d_{QW} = 30$ nm.

Bei unseren Untersuchungen an Detektoren mit HgTe-Quantengraben fanden wir messbare Signale der Fotleitung (PL) nur für Proben mit halbmimetallischen Quantengraben ($8 \text{ nm} \leq d_{QW} \leq 14 \text{ nm}$) und für Proben mit einer invertierten Bandstruktur (wiederum halbleitende Quantengraben für $d_{QW} > 14 \text{ nm}$).

Im Fall HgTe mit halbmimetallischen Eigenschaften treten an den Stellen minimaler spezifischer Leitfähigkeit σ_{xx} (geradzahlige Füllfaktoren) oder deren Flanken Maxima der $PL(E_L)$ auf (vgl. Abb. 4.14). In den Kurvenverläufen sind keine Änderungen der Signalforn bei verschiedenen Laser-Energien erkennbar, die auf einen Zyklotronresonanz-Peak noch auf ein wellenlängenabhängiges bolometrisches Signal schließen lassen könnten.

Bei den halbleitenden InSb-Proben ist das qualitative Verhalten von $PL(E_L)$ bei geradzahligen Füllfaktoren ($\nu = 8, 10, 12, \dots$ und $\Delta E \approx \hbar\omega_c - \Delta E_S$) und bei ungeradzahligen Füllfaktoren ($\nu = 7, 9, 11, \dots$

und $\Delta E = \Delta E_S$) gleich. Das heißt, der Unterschied der Positionen der PL in B im Bild 4.15(a) ist nicht auf $\nu=10$ (gerade) und $\nu=9$ (ungeradzahlig) zurückzuführen. Wahrscheinlicher ist für die HgTe-Probe mit $d_{QW}=21$ nm eine Änderung von n_s (Erhöhung) als Folge der Laser-Einstrahlung. Bei den HgTe-Proben mit $d_{QW}=8$ nm und $d_{QW}=12$ nm tritt diese Änderung von n_s durch Laser-Energie jedoch nicht auf.

In den Falschfarbdarstellungen wird die PL in Abhängigkeit vom Magnetfeld und von der Photonenenergie E_{ph} gezeigt. Diese Falschfarbdarstellungen werden hier für 4 Proben gezeigt: drei $Hg_{1-x}Cd_xTe/HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe$ -Proben mit $d_{QW}=8$ nm, $d_{QW}=12$ nm und $d_{QW}=21$ nm und für eine $Al_xIn_{1-x}Sb/InSb/Al_xIn_{1-x}Sb$ -Probe mit $d_{QW}=30$ nm. Die linearen Funktionen $B_{res}(E_{ph})$ für die ZR mit den zugehörigen Zyklotronmassen m_c sind ebenfalls in den entsprechenden Grafiken für diese vier Proben dargestellt. Es ist keine Abhängigkeit der PL vom Magnetfeld zu erwarten, wenn der BO-Beitrag zur PL überwiegt. Die Falschfarbdarstellungen für die $Hg_{1-x}Cd_xTe/HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe$ -Probe mit $d_{QW}=8$ nm und für die $Al_xIn_{1-x}Sb/InSb/Al_xIn_{1-x}Sb$ -Probe bestätigen das klar. Die Abnahme des PL-Signals für $E_{ph} < 7$ meV und für $E_{ph} > 10$ meV sind bedingt durch die Grenzen des Arbeitsbereichs unseres p -Ge-Lasers. Dagegen ist das Verhalten der PL bei der $Hg_{1-x}Cd_xTe/HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe$ -Probe mit $d_{QW}=12$ nm (halbmetallischer HgTe-Quantengraben) und für die $Hg_{1-x}Cd_xTe/HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe$ -Probe mit $d_{QW}=21$ nm (halbleitender HgTe-Quantengraben mit invertierter Bandstruktur) komplizierter. Die Abb.4.16(b) ($d_{QW}=12$ nm) zeigt eine leichte Abhängigkeit der PL-Amplitude in der $B(E)$ -Darstellung vom Magnetfeld. Jedoch folgt diese Abhängigkeit nicht der zugehörigen ZR-Linie. Daraus folgt, dass sowohl die Zyktronresonanz als auch der BO-Effekt zur PL dieser Probe beitragen. Das PL-Verhalten der $Hg_{1-x}Cd_xTe/HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe$ -Probe mit $d_{QW}=21$ nm ist sogar noch komplizierter. Die Falschfarbendarstellung der PL in der $B(E)$ -Grafik zeigt zwei Maxima bei etwa 1.2 T (9.0 meV) und bei etwa 1.5 T (10.5 meV). Diese Maxima liegen etwa auf der ZR-Linie $B_{res}(E_{ph})$ für $m_c=0.016m_0$. Die Gebiete der höheren Werte des PL-Signals folgen

jedoch nicht der ZR-Linie. Besonders das Gebiet um 1.5 T (10.5 meV) dehnt sich aus zu geringeren Energien (bis etwa 9.5 meV) bei nahezu konstantem Magnetfeld. Dieses Verhalten erinnert an das, welches in der Abb.5(b) der Literaturstelle [85] gezeigt wird und kann auf den BO-Effekt zurückgeführt werden.

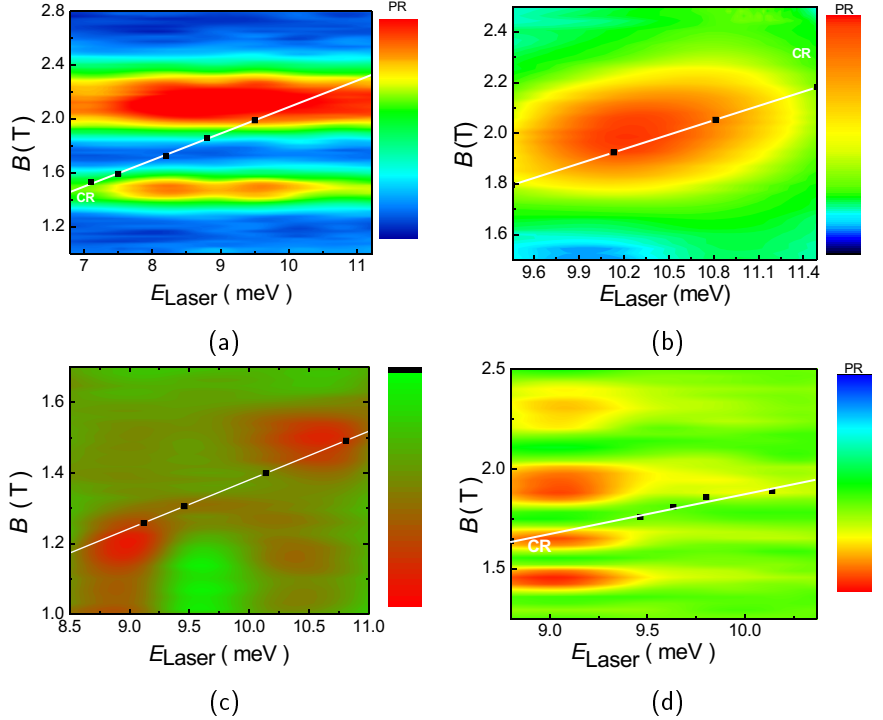


Abbildung 4.16: (a) Spezifische Fotoleitfähigkeit (PL) $\Delta\sigma_{xx}$ einer Corbino-Probe mit einem HgTe-Quantengraben (QW) einer Schichtdicke von $d_{\text{QW}} = 8$ nm in Abhängigkeit vom Magnetfeld B und von der Photonenenergie (Falschfarbendarstellung). Weiße Linie: $B_{\text{res}}(E_{\text{ph}})$ für die Zyklotronresonanz bei einer Zyklotronmasse von $m_c = 0.026m_0$. (b) wie (a), jedoch für eine Corbino-Probe mit einer QW-Dicke von $d_{\text{QW}} = 12$ nm, $m_c = 0.022m_0$. (c) wie (a), jedoch für eine Corbino-Probe mit einer QW-Dicke von $d_{\text{QW}} = 21$ nm, $m_c = 0.016m_0$. (d) wie (a), jedoch für eine Corbino-Probe mit einem InSb-QW mit einer QW-Dicke von $d_{\text{QW}} = 30$ nm, $m_c = 0.022m_0$.

Die mögliche Schlussfolgerung, dass PL-Detektoren für THz-Wellen halbmimetische Quantengraben erfordern, ist also nicht zutreffend. In unseren Untersuchungen von Proben mit halbleitenden InSb-Quantengraben und mit HgTe-Quantengraben mit Schichtdicken von $d_{QW} > 14$ nm konnten wir sowohl PL-Signale (vgl. Abbildung 4.15) als auch Minima der Transmission von THz-Wellen bei Bedingungen der Zyklotronresonanz nachweisen (vgl. Abbildung 4.11, 4.12).

4.3.3 Spektrale Auflösung

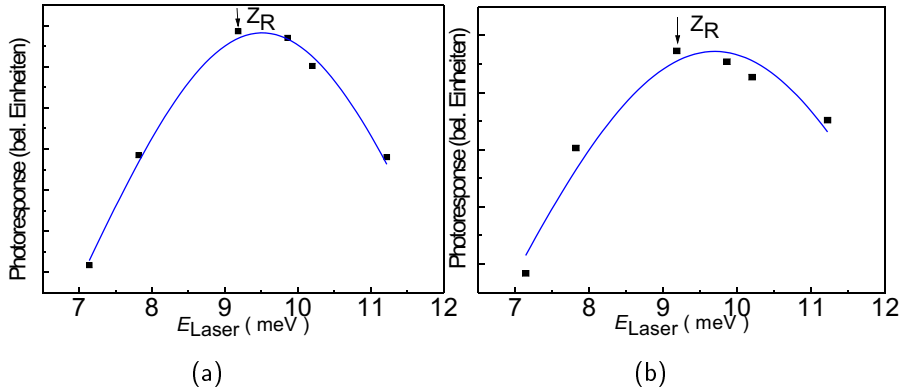


Abbildung 4.17: In dieser Abbildung ist die spektrale Auflösung an der Probe mit $d_{QW} = 8$ nm dargestellt. Aus der Abbildung 4.14(a) wurde bei einem festen Magnetfeld von $B = 1,6$ T, $\nu = 6$, (a) und $B = 2,3$ T, $\nu = 4$, (b) das Fotosignal über den verschiedenen Laser-Energien aufgetragen. Nachfolgend wurden die Ergebnisse mit einer Lorentz-Funktion angepasst um die spektrale Auflösung Γ abzuschätzen. Die ZR-Position ist markiert.

Wie in Abschnitt 2.2 erwähnt sind QH-Detektoren spektral selektiv. Somit ist die Bestimmung der spektralen Auflösung der Detektoren essentiell. In den letzten Abschnitten ist das Fotosignal der HgCdTe-Proben mit unterschiedliche dicken Quantengraben als Funktion des Magnetfeldes bei unterschiedlichen Laser-Energien E_{Laser} dargestellt. Das Fotosignal zeigt Maxima am SdH-Minimum und verschiebt sich

bei zunehmendem Probenmagnetfeld zu höheren Laser-Energien. Darüber hinaus ist die Abhängigkeit des Fotosignals von E_{Laser} deutlich zu erkennen: Wenn E_{Laser} geändert wird, verändert sich der Maximalwert des Fotoleitungssignals. Das Maximum ist umso stärker, je besser die ZR-Bedingung erfüllt ist. Um die spektrale Auflösung abzuschätzen, wurde bei den Maxima das Fotosignal als Funktion der Laserenergie dargestellt und näherungsweise mittels einer Lorentz-Funktion der Form

$$f \approx \frac{\Gamma}{(E_c - E_{\text{Laser}})^2 + \Gamma^2} \quad (4.15)$$

angepasst, wie in den Abbildungen 4.17 und 4.18 zu sehen.

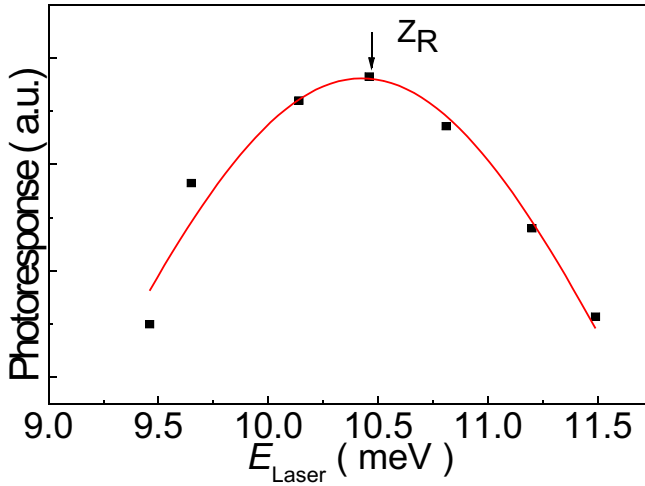


Abbildung 4.18: Darstellung wie in Abbildung 4.17, jedoch für eine Probe mit einer QW-Dicke von $d_{\text{QW}}=12$ nm bei einem Magnetfeld von $B=1,9$ T, $\nu=6$.

Für die Probe mit $d_{\text{QW}}=8$ nm (vgl. Abbildung.4.17) ergibt sich eine spektrale Auflösung von $\Gamma=9,2$ meV (volle Breite bei halbem Maximum) bei einem Füllfaktor $\nu=6$ und $\Gamma=11,9$ meV bei einem Füllfaktor

$\nu=4$. Daraus folgt für die Auflösung $\frac{\Gamma}{E_P}=0.97$ bzw. $\frac{\Gamma}{E_P}=0.8$, wobei E_P die Energie der Resonanzposition ist. Im Fall der Probe mit $d_{QW}=12$ nm ist $\Gamma=4.9$ meV bei einem Füllfaktor $\nu=6$ und damit ist die Auflösung $\frac{\Gamma}{E_P}=0.47$ (vgl. Abbildung 4.18). Die hier ermittelten spektralen Auflösungen für die Proben mit HgTe-Quantengraben sind geringer als die von GaAs/AlGaAs-Systemen ($\frac{\Gamma}{E_P}=0.1$) [4]. Diese unterschiedlichen spektralen Auflösungen hängen wahrscheinlich mit unterschiedlichen Beweglichkeiten μ_e der Elektronen in den Proben aus den genannten Materialien zusammen. In den Abbildungen 4.17 und 4.18 ist scheinbar die bolometrischer Aufheizung des Elektronensystems (BO) dann besonders effektiv, wenn die Bedingung $E_{ph} = \frac{\hbar e B_r}{m_c}$ (für die Zyklotronresonanz, CR) erfüllt ist.

4.3.4 Zeitaufgelöstes Fotosignal

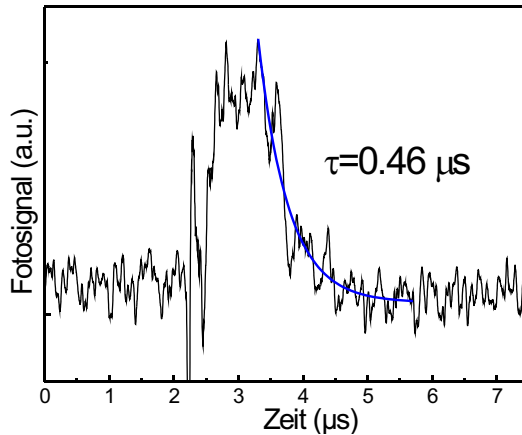


Abbildung 4.19: Fotosignal als Funktion der Zeit bei $V_{SD}=0.5$ V, $B=2$ T und $E_{ph}=10.3$ meV (gezeigt ist die Differenz aus zwei Messungen mit und ohne Probenspannung). Es wird die Schaltung nach Abbildung 4.1 mit $R_t=2$ k Ω und $R_s=50$ Ω verwendet. Die blau Kurve zeigt eine Simulation der Relaxationszeit von 0.46 μ s.

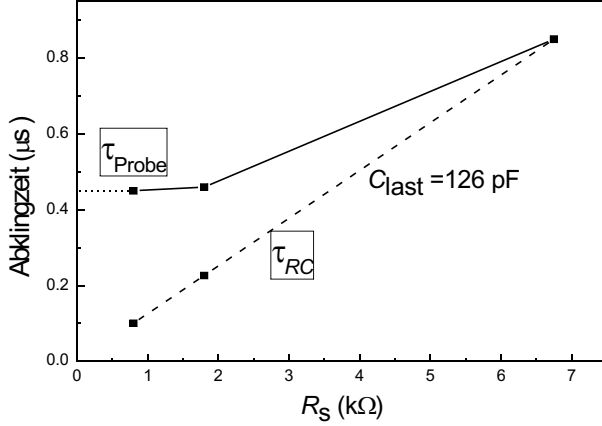


Abbildung 4.20: Die Zeitkonstante der PL als Funktion der Lastwiderstand

Es wurden Experimente zum Zeitverhalten des Fotosignals unserer Detektoren durchgeführt. Das Schaltschema für impedanzangepasste Messungen der Relaxationszeiten der FIR-Fotoleitung an QH-Corbino-Proben ist in Abbildung 4.1 rechts illustriert. Wird zwischen den Kontakten einer Corbino-Probe eine konstante Spannung angelegt, so fließt im 2DES unter QH-Bedingungen ein verlustfreier Kreissstrom. Erst die Einstrahlung von FIR-Impulsen bewirkt über den Zusammenbruch des QH-Effektes einen Stromfluss zwischen den Kontakten, der mit einer Zeitkonstanten τ relaxiert.

Der Stromimpuls wird mit einem Koaxialkabel über einen Lastwiderstand R_s als Spannungsänderung auf einem Oszilloskop sichtbar gemacht. Um Überlagerungen mit reflektierten Signalanteilen zu vermeiden, wird das Koaxialkabel am oberen Ende ebenfalls mit $R_t=50 \Omega$ abgeschlossen (Impedanzanpassung).

Das Zeitverhalten der Fotoleitung $\Delta\sigma_{xx}$ eines Detektors, gemessen mit einem zum Detektor in Reihe geschalteten Lastwiderstand von $R_s=2 \text{ k}\Omega$, bei dessen Anregung mit einem Laser-Impuls der Wellenlänge $\lambda=120 \mu\text{m}$ ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Das zeitaufgelöste Fotosignal zeigt etwa $1 \mu\text{s}$ nach Einsatz des Laserimpulses einen ra-

piden Anstieg, dann einen ca. $0,5 \mu\text{s}$ andauernden nahezu konstanten Verlauf und anschließend einen Abfall mit einer Zeitkonstanten von $\tau=0,46 \mu\text{s}$.

Das Zeitverhalten des Abfalls des Fotosignals kann durch eine Exponentialfunktion mit einer einzigen Zeitkonstanten beschrieben werden, wie auch bei Detektoren auf der Basis von GaAs [70]. Ein solches Zeitverhalten wurde bei allen verfügbaren Wellenlängen der Laser-Strahlung beobachtet. Die Messung der Zeitkonstanten wird in wesentlichen durch 2 Faktoren erschwert. Zum einen hängen die Rekombinationszeiten sehr stark von der Beweglichkeit der Elektronen ab und sind deshalb prinzipiell schon sehr kurz. Zum anderen ist das Fotosignal sehr schwach.

Eine Erhöhung des Wertes des Lastwiderstands R_s führt zwar einerseits zu höheren Werten des Fotosignals, hat aber andererseits eine Erhöhung der RC -Zeitkonstanten des Messaufbaus zur Folge. Deshalb habe ich die Messungen des Fotosignals für verschiedene Werte des Lastwiderstands R_s durchgeführt. Wenn bei abnehmendem Wert des Lastwiderstands R_s eine Sättigung des Werts für die Rekombinationszeit beobachtbar ist, so entspricht dieser von R_s unabhängige Wert der probenabhängigen intrinsischen Rekombinationszeit τ_{Probe} (vgl. Abbildung 4.20). Für die Messungen, die in Abbildung 4.20 dargestellt sind, ergibt sich damit ein Wert für die Rekombinationszeit von $\tau_{Probe}=430 \text{ ns}$.

Zusammenfassung

Das Hauptziel dieser Arbeit besteht darin, die Möglichkeiten zur Anwendung von Quanten-Hall-Detektoren (QHD) für den THz-Bereich zu untersuchen. Diese Detektoren nutzen zum Nachweis der Strahlung einen Fotoleitungseffekt aus, der durch den strahlungsinduzierten Übergang zwischen Quantenniveaus im Magnetfeld (Landau-Niveaus) hervorgerufen wird. Der Vorteil dieser Lösung liegt in der einzigartigen Möglichkeit, die Detektoren bezüglich der Wellenlänge der einfallenden Strahlung im THz-Bereich kontinuierlich durchzustimmen. Die Ansprech- und Abklingzeiten liegen darüber hinaus im Nanosekundenbereich, sodass frequenzselektive und schnelle Empfängermodule möglich sind. Die Nachteile dieser QHD sind zum einen der Betrieb bei Flüssig-Helium-Temperaturen und zum anderen die Notwendigkeit von Magnetfeldern von etwa 3-5 Tesla für Detektoren auf GaAs-Basis [4]. Eine Möglichkeit, die Magnetfelder zum Betrieb solcher QH-Detektoren zu reduzieren ($B < 2\text{T}$), ist die Verwendung von Bauelementen mit HgTe-Quantengraben und InSb-Quantengraben, die in Barrieren aus $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ bzw. $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ eingebettet sind. Damit besteht die Möglichkeit, auf den Einsatz supraleitender Magnetsysteme zum Betrieb der Detektoren zu verzichten. Die entsprechenden Materialien wurden durch Molekularstrahl-Epitaxie hergestellt.

Das Material HgTe in Quantengraben zeigt für zunehmende Quantengrabendicken d_{QW} einen Übergang bei $d_{\text{QW}}=6\text{ nm}$ vom halbleitenden zum halbmetallischen Verhalten. Bedingt durch einen weiteren kritischen Punkt seiner Bandstruktur wird HgTe-Quantengraben für Schichtdicken oberhalb von 14 nm wieder halbleitend (invertierte Bandstruktur), während das Material InSb unabhängig von der Quantengrabendicke d_{QW} halbleitend bleibt.

Mittels Fotolithografie wird den Wafermaterial lateral eine Hall-Bar

und Corbino-Geometrie aufgeprägt. Danach werden Ohmsche Kontakte (40 nm In und 200 nm Au) aufgebracht. Um einen elektrischen Kontakt zwischen der Probe und dem Chip-Carrier herzustellen, wurden die Kontakte in einem von mir entwickelten Lötprozess mit Tiandrähten und Indium-Pillen hergestellt. Die Strukturierung erfolgte im Reinraumzentrum der Physikalisch-Technischen-Bundesanstalt (PTB). Für die Messungen stand ein ^4He -Kryostat und ein Messspieß zur Verfügung. Zu Beginn wurden alle Proben charakterisiert, bevor sie der THz-Strahlung ausgesetzt wurden. Die charakteristischen Daten, Ladungsträgerkonzentration n_s und Elektronenbeweglichkeit μ_e , wurden aus Magnetotransportmessungen bei tiefen Temperaturen ($T=4.2\text{ K}$) und im Magnetfeldbereich $0 < B < 10\text{ T}$ gewonnen. Zusätzlich wurden die Strom-Spannungs- (I - V -) Charakteristiken der Proben bei Magnetfeldern gemessen, die den SdH-Minima (bzw. ganzzahligen Füllfaktoren) entsprechen. Aus den nichtlinearen Verläufen der I - V -Charakteristiken können die Arbeitspunkte für die Proben in ihrer Funktion als THz-Detektoren bestimmt werden.

Für die optischen Messungen wurde als THz-Quelle ein p -Ge-Lasersystem genutzt, das im Frequenzbereich von 1.6 THz bis 2.9 THz einstellbar ist. Das entspricht Photonenenergien von rund 7 meV bis 12 meV. Vor Durchführung der Fotoleitfähigkeitsmessungen wurde der Arbeitsbereich des p -Ge Lasers durch Fotoleitungsmessungen mit einem p -Ge-Kristal als Detektor bestimmt. Das Ergebnis zeigt im untersuchten Bereich drei Intensitätsmaxima bei einem Emissionsfenster zwischen etwa $120\text{ }\mu\text{m} < \lambda < 160\text{ }\mu\text{m}$.

Die Messungen zur Untersuchung der Fotoleitfähigkeit wurden an QH-Proben in Corbino-Geometrie durchgeführt, da hier eine impedanzangepasste Messung des Fotosignals mit einer Hochfrequenz-Apparatur (50 Ω -Kabel mit einer oberen Grenzfrequenz von $f_{ob}=26\text{ GHz}$ und 0.5 GHz- Digitaloszilloskop) möglich ist. Die Mehrzahl der Messungen wurde an HgTe-Quantengraben (QWs) von verschiedenen Schichtdicken d_{QW} durchgeführt. Zusätzlich wurden zum Vergleich InSb-QWs-Proben mit einer Schichtdicke von $d_{QW}=30\text{ nm}$ untersucht. Das maximale Fotosignal (PL) wird unter Zyklotronresonanz- (ZR-) Bedingungen bei oder in der Nähe eines ganzzahligen Füllfaktors (an den

Flanken des QH-Plateaus) gemessen. Typisch ist, dass die PL-Werte bei den Magnetfeldern maximal werden, bei denen Minima der Magnetoleitfähigkeit $\sigma_{xx}(B)$ auftreten. Diese Maxima können sowohl durch nichtresonante (bolometrische, BO) als auch durch zyklotronresonante (ZR-) Beiträge zur PL bedingt werden.

Als erstes Ergebnis der Untersuchungen zeigte sich, dass eine messbare PL bei den HgTe-QW-Proben nur für halbmetallischen Quantengraben möglich ist. Allerdings zeigten unsere Messungen an Proben mit der Schichtfolge $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}/\text{InSb}/\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$, dass eine messbare PL auch an Proben mit halbleitendem Quantengraben auftreten kann. Sowohl resonante ZR- als auch nichtresonante BO-Wechselwirkungsmechanismen können zum PL-Signal beitragen. Während für die $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}/\text{InSb}/\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -Proben der ZR-Beitrag dominant ist, ist das Verhalten von $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ komplizierter. Bei den Proben mit $d_{\text{QW}}=8$ nm ist die PR deutlich durch den BO-Beitrag bestimmt. Sowohl der BO- als auch der ZR-Beitrag sind bei den Proben mit $d_{\text{QW}}=12$ nm nachweisbar. Bei der Probe mit $d_{\text{QW}}=21$ nm sind der BO- und der ZR-Beitrag nicht klar trennbar.

Weiterhin haben wir die Transmission von THz-Wellen durch unsere Proben bei verschiedenen Photonenenergien in Arbeitsbereich unseres Lasers ($7 \text{ meV} \leq E_{\text{Ph}} \leq 12 \text{ meV}$) gemessen. Dabei beobachteten wir ein typisches ZR-Verhalten (eine lineare Zunahme des Magnetfelds der Resonanz, B_{res} , mit zunehmender Photonenenergie E_{Ph}) sowohl für Proben mit halbmetallischen HgTe-QWs als auch für Proben mit halbleitenden InSb-QWs. Aus den Anstiegen der linearen Funktionen $B_{\text{res}}(E_{\text{Ph}})$ wurden die Zyklotronmassen m_c der entsprechenden QWs bestimmt. Diese Werte der Zyklotronmassen m_c zeigten sich erhöht im Vergleich zu den Effektivmassen m_{eff} an den Subbandkanten bedingt durch die nichtparabolische Dispersionsrelation $E(k)$ der untersuchten Materialien.

Folglich können wir aus den Messergebnissen schließen, dass die Fotoleitung nicht nur an Proben mit halbmetallischen Quantengraben beobachtbar ist. Neben der Tatsache, dass dieser Fakt für die Grundlagenphysik interessant ist, ist dieses Wissen auch von Bedeutung für

die Anwendung dieser Bauelemente als THz-Detektoren. Unsere Ergebniss belegen, dass nur die Proben mit dünnen halbleitenden HgTe-Quantengraben ($d_{QW} \leq 6$ nm) nicht für die Detektion von THz-Strahlung geeignet sind. Während die Ergebnisse der Transmissionsmessungen eindeutig der Zyklotronresonanz (ZR) zugeordnet werden können, so kann die elektrisch gemessene PL nicht eindeutig der ZR (resonante Aufheizung des Elektronensystems) oder dem BO-Effekt (nichtresonante Aufheizung) zugeordnet werden.

Es ist für beide Materialsysteme ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ und $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}/\text{InSb}/\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$) möglich, Detektoren zu realisieren, die bei Magnetfeldern unter 2 T arbeiten.

Die weiteren Arbeiten sind darauf gerichtet, Materialsysteme zu finden, die die Detektion von THz-Strahlung bei noch geringeren Magnetfeldern ($B < 1$ T) ermöglichen.

Literaturverzeichnis

- [1] Y. Kawano, Y. Hisanaga, H. Takenouchi and S. Komiyama: Journal of Applied Physics **89**, 4037 (2001)
- [2] N.G. Kalugin, G. Nachtwei, Yu.B. Vasilyev, S.D. Suchalkin, and K. Eberl: Appl. Phys. Letters **81**, 382 (2002)
- [3] N. G. Kalugin, Yu. B. Vasilyev, S. D. Suchalkin, G. Nachtwei, B. E. Sağol und K. Eberl, Phys. Rev. B **66**, 085308 (2002).
- [4] C. Stellmach, *Terahertz-Photoleitung von Quanten-Hall-Systemen*, Dissertation, Technische Universität Braunschweig, (2007).
- [5] Bülent Erol Sağol. *Space and Time-Resolved Measurements at the Breakdown of the Quantum-Hall-Effect*, Dissertation, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig (2003).
- [6] P. Drude, Annalen d. Physik **1**, 588 (1900).
- [7] Konrad Kopitzki, *Einführung in die Festkörperphysik*, 3. Auflage, B.G. Teubner Stuttgart (1993).
- [8] John H. Davies, *The Physics of low-dimensional Semiconductors: An Introduction*, Cambridge University Press (1998).
- [9] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg Verlag, (1999).
- [10] Prof. Dr. G. Nachtwei, *Quanteneffekte in niederdimensionalen Systemen*, Skriptum zur Vorlesung, Technische Universität Braunschweig (2010).
- [11] D. Yoshioka, *The Quantum Hall Effect*, Springer Verlag, (2002).

- [12] Prange, R.E. (Hrsg.) ; Girvin, S.M. (Hrsg.), *The Quantum Hall Effect*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, (1989)
- [13] Horst Kuchling: *Taschenbuch der Physik*, **16.**Auflage, Fachbuchverlag Leipzig (1996)
- [14] M.König, H.Buhmann, L.W.Molenkamp, T.Hughes, Ch.X.Liu, X.L.Qi and Sh.Ch.Zhang; Jour. Phys. Soc. Japan **77**, 031007 (2008)
- [15] L. Shubnikov, W.J. de Haas, Nature. Band **126**, 500 (1930).
- [16] L.D. Landau, Zeitschrift für Physik **64**, 629 (1930).
- [17] K. von Klitzing: Review of Modern Physics **58**, 519 (1986).
- [18] B. Jeanneret, B. Jeckelmann, H.-J. Bühlmann und R. Houdré, IEEE Trans.Instrum. Meas. IM-**44**, 254 (1995).
- [19] B. Jeckelmann, B. Jeanneret und A. D. Inglis, Phys. Rev. B **55**, 13124 (1997).
- [20] A. Hartland, K. Jones, J. M. Williams, B. Gallagher und T. Galloway, Phys.Rev. Lett. **66**, 969 (1991).
- [21] K.v.Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, Phys.Rev. Lett. **45**, 494 (1980)
- [22] J.Hadju und G. Landwehr: *Quantum Transport Phenomena in Semiconductors in High Magnetic Field*, in Topics in Applied Physics, Vol **57**, Springer Verlag, (1985)
- [23] V. Fock, Zeitschrift für Physik **47**, 446 (1928).
- [24] R. Bonk, Diplomarbeit, TU-Braunschweig (2006).
- [25] D.L.Rode:*Electron Mobility in Direct-Gap Polar Semiconductors*, Phys. Rev.B **2**(4), 1012 (1970).
- [26] D.L.Rode:*Electron Mobility in II-VI-Semiconductors*, Phys. Rev.B **2**(10), 4036 (1970).
- [27] D.L.Rode:*Electron Mobility in Ge,Si,and GaP*, Phys. stat.sol.(b) **53**, 245 (1972).

- [28] D.L.Rode: *Low-Field Electron Transport, in Semiconductors and Semimetals*, Vol.**10**, R.K. Willardson und A.C.Beer, (Academic Press, New York, San Fransisco, London), (1975).
- [29] E.H.Putley: *The Hall effect and semi-conductor physics*, (Dover Publication, Inc., New York) (1960)
- [30] S. Datta, *Electronic transport in mesoscopic systems*, Cambridge University Press (1995).
- [31] A. H. MacDonald and P. Středa, Phys. Rev. B **29**, 1616 (1984).
- [32] S. Hunklinger, *Festkörperphysik*, 2.Verbesserte Auflage, Oldenbourg Verlag, München (2009).
- [33] G. Nachtwei, Physica E **4**, 79 (1999).
- [34] R.J. Haug, Semicond. Sci. Technol. **8**, 131 (1993)
- [35] D. C. Tsui, H. L. Störmer, A. C. Gossard, *Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Hall Effect*, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
- [36] H. L. Störmer, *The Fractional Quantum Hall* in Festkörper-Probleme XXIV (Advances in Solid State Physics), p. **25**, Vieweg (1984).
- [37] J. K. Jain, *Composite Fermions Approach for the Fractional Quantum Hall Effect*, Phys. Rev. Lett. **63**, 199 (1984).
- [38] Rudolf H. Morf, *Der gebrochenzahlige Quanten-Hall-Effekt: zweidimensionale elektronensysteme*, Physik in unserer Zeit. **33**, 29 (2002).
- [39] K. Yoshihiro, J. Kinoshita, K. Inagaki, C. Yamanouchi, J. Moriyama, S.Kawaji, Surf. Sci.**113**, 16 (1982).
- [40] G. Ebert, K. von Klitzing, K. Ploog, G. Weimann, J. Phys. C. **16**, 5441 (1983).
- [41] M.E. Cage, R.F. Dziuba, B.F. Field, E.R. Williams, S.M. Girvin, A.C.Gossard, D.C. Tsui, R.J. Wagner, Phys. Rev. Lett. **51**, 1374 (1983).

- [42] L. Blik, E. Braun, G. Hein, V. Kose, J. Niemeyer, G. Weimann, W.Schlapp, *Semicond. Sci. Technol.* **1**, 110 (1986).
- [43] F. Kuchar, G. Bauer, G.Weimann, H. Burkhard, *Surf. Sci.* **142**, 196 (1984).
- [44] H.L Störmer, A.M. Chang, D.C. Tsui, J.C.M. Hwang, in *Proc. 17th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors, San Francisco, 1984*, (Springer,Berlin), 267 (1985).
- [45] T. Takamasu, S. Komiyama, S. Hiyamizu, S. Sasa, *Surf. Sci.* **170**, 202 (1986).
- [46] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
- [47] E. Ahlswede, J. Weis, K. von Klitzing, K. Eberl, *Physica E* **12**, 165 (2002).
- [48] Enss, Hunklinger, *Tieftemperaturphysik*, Springer Verlag (Berlin).
- [49] M. Furlan, *Phys. Rev. B* **57**, 14818 (1997).
- [50] B.E. Sağol, G. Nachtwei, K. von Klitzing, G. Hein, K. Eberl, *Phys. Rev. B* **66**, 075305 (2002).
- [51] S.A. Trugman, *Phys. Rev. B* **27**, 7539 (1983).
- [52] P. Středa, K. von Klitzing, *J. Phys. C.* **17**, L483 (1984).
- [53] V. Tsemekhman, K. Tsemekhman, C. Wexler, J.H. Han, D.J. Thouless, *Phys. Rev. B* **55**, R10201 (1997).
- [54] L. Eaves und F.W. Sheard, *Semicond. Sci. Technol.* **1**, 346 (1986).
- [55] G. Ebert, K von Klitzing, C. Probst, E. Schuberth, K. Ploog, G. Weimann, *Solid State Commun.* **45**, 625 (1983).
- [56] G. Nachtwei, Z.H. Liu, G. Lütjering, R.R. Gerhardts, D. Weiss, K. von Klitzing, K. Eberl, *Phys. Rev. B* **57**, 9937 (1998).
- [57] G. Nachtwei, *Physica E.* **4**, 79 (1999).
- [58] N.G. Kalugin, B.E. Sağol, A. Bus, A. Hirsch, C. Stellmach, G. Hein und G. Nachtwei, *Phys Rev. B* **68**, 125313 (2003).

- [59] S. Komiyama, T. Takamasu, S. Hiyamizu, and S. Sasa, Solid State Commun. **54**, 479 (1985).
- [60] A. Buß, *Temperatur-und Niederfrequenzabhängigkeit der Leitfähigkeit von Corbino-Proben vor und nach dem Zusammenbruch des Quanten-Hall-Effekts*, Diplomarbeit, Technische Universität Braunschweig, (2004).
- [61] A. Buss, F. Hohls, F. Schulze-Wischeler, C. Stellmach, G. Hein, R. J. Haug and G. Nachtwei, Phys Rev. B **71**, 195319 (2005).
- [62] J. C. Maan, Th. Englert, D. C. Tsui und A. C. Gossard, Applied Physics Letters **40**, 609 (1982)
- [63] D. Stein, Diplomarbeit, TU- München (1983).
- [64] Y. Kawaguchi, K. Hirakawa, M. Saki, K. Yamanaka and S. Komiyama: Applied Physics Letters **80**, 236 (2002)
- [65] K. Hirakawa, K. Yamanaka, Y. Kawaguchi, M. Endo und M. Saeki, Phys. Rev. B **63**, 63 (2001).
- [66] S. D. Suchalkin, Yu. B. Vasilyev, S. V. Ivanov und P. S. Kop'ev, Semiconductors **33**, 889 (1999).
- [67] B. A. Andreev, I. V. Erofeeva, V. I. Gavrilenko, A. L. Korotkov, A. N. Yablonskiy, O. Astafiev, Y. Kawano und S. Komiyama, Semicond. Sci. Technol. **16**, 300 (2001).
- [68] Y. Kawaguchi, K. Hirakawa, M. Saeki, K. Yamanaka und S. Komiyama, Appl. Phys. Lett. **80**, 136 (2002).
- [69] K. Hirakawa, K. Yamanaka, Y. Kawaguchi, M. Endo, M. Saeki and S. Komiyama: Physical Review B **63**, 085320 (2001)
- [70] A. Hirsch, Diplomarbeit, TU- Braunschweig (2003).
- [71] C. Stellmach, A. Hirsch, G. Nachtwei, Yu. B. Vasilyev, N. G. Kalugin und G. Hein, Appl. Phys. Lett. **87**, 133504 (2005).
- [72] F. Ludwig, *Magneto-optische Untersuchungen an InSb-Bikristallen*, Dissertation, Berlin (1987).

- [73] F. Neppel, J. P. Kotthaus und F. Koch, Physical Review B **19**, 5240 (1979).
- [74] P. L. Richards, J. Appl. Phys. **76**, 1 (1986).
- [75] G. Nachtwei, F. Gouider, C. Stellmach, G. Vasile, Yu. B. Vasilyev, G. Hein, and R.R. Gerhardts, Phys. Rev. B **78**, 174305 (2008).
- [76] M. Koch, TU-Braunschweig: www.tu-braunschweig.de/ihf/ag/terahertz –
- [77] E. R. Brown, J. R. Söderström, C. D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar, T. C. McGill, Appl. Phys. Lett. **58**, 2291 (1991).
- [78] G. A. Blake, K.B. Laughlin, R. C. Cohen, K. L. Busarow, D.-H. Gwo, C. A. Schmuttenmaer, D. W. Steyert, R. J. Saykally, Rev. Sci. Instrum. **62**, 1693 (1991).
- [79] B. S. Williams, Nature Photonics **1**, 517 (2007).
- [80] S.S. Dillon, S. Sawallich, N. Jukan, D. Oustinov, J. Madéo, S. Barbieri, P. Filloux, C. Sirtori, X. Marcadet, J. Tignon, Appl. Phys. Lett. **96**, 061107 (2010).
- [81] J. M. J. Madey, Journ. Appl. Phys. **42**, 1906 (1971).
- [82] S. G. Pavlov, H.-W. Hübers, J. N. Hovenier, T. O. Klaassen, D. A. Carder, P. J. Phillips, B. Redlich, H. Riemann, R. Kh. Zhukavin, V. N. Shastin, Phys. Rev. Lett. **96**, 037404 (2006).
- [83] Yu. L. Ivanov, Yu. B. Vasilyev, Sov. Tech. Phys. Lett. **9**, 234 (1983).
- [84] E. Gornik and A. A. Andronov (eds.), Special Issue on FIR Semiconductor lasers of Opt. Quantum Electron. **23**, 111 (1991).
- [85] C. Stellmach, G. Vasile, A. Hirsch, R. Bonk, Yu.B. Vasilyev, G. Hein, C.R. Becker, G. Nachtwei, Phys. Rev. B **76**, 035341 (2007).
- [86] Jan Magnus Guldbakke, Diplomarbeit an der Technischen Universität Braunschweig (2004).

- [87] G. Abstreiter, P. Kneschaurek, J.P. Kotthaus, and F.J. Koch. *Phys. Rev. Lett.* **32**, 104 (1974).
- [88] Eric R. Mueller: *Terahertz Radiation: Application and Sources*, The Industrial Physicist, p.27, Aug/Sep (2003).
- [89] J. Ulrich, R. Zobl, W. Schrenk, G. Strasser, K. Unterrainer, and E. Gornik, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1928 (2000).
- [90] L. Mahler, A. Tredicucci, R. Köhler, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, and D. A. Ritchie, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 181101 (2005).
- [91] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A., Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi, *Nature* **417**, 156 (2002).
- [92] Jerome Faist, Federico Capasso, Deborah L. Sivco, Carlo Sirtori, Albert L. Hutchinson und Alfred Y. Cho: *Quantum Cascade Laser*. In: *Science*. Band **264**, Nr. 5158, S. 553-556.
- [93] J. Faist, M. Beck, T. Aellen, and E. Gini, *Quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition*, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 147 (2001).
- [94] G. von Helden, A. Fiellike, and G. Meijer, *Physik Journal* **4**, 39 (2005).
- [95] G. P. Williams, *Rev. of Sci. Instruments* **73**, 1461 (2002).
- [96] B. Ferguson and Xi-Cheng Zhang, *Nature Materials* **1**, 26 (2002).
- [97] S. A. Zvyagin, M. Ozerov, E. Čížmár, D. Kamenskyi, S. Zherlitsyn, T. Herrmannsdörfer, J. Wosnitza, R. Wünsch and W. Seidel, *Review of Scientific Instruments* **80**, 073102 (2009).
- [98] Yu.L. Ivanov, Yu.B. Vasilyev. *Sov. Tech. Phys. Letters* **9**, 264 (1983).
- [99] E. Gornik and A. A. Andronov (Ed): *Optical and Quantum Electronics Special Issue on Far-infrared Semiconductor Lasers* **23**, 111 (1991).

- [100] P. H. Siegel, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **50**, 910 (2002).
- [101] H. Kuzmany, Festkörperspektroskopie, Springer Verlag, (1990).
- [102] C. Stellmach, A. Hirsch, N. G. Kalugin, G. Hein, B.E. Saöl and G.Nachtwei: Semicond. Sci. Technol. 19, S454 (2004).
- [103] A. Hirsch, C. Stellmach, N.G. Kalugin, G. Hein, Yu. Vasilyev und G. Nachtwei: Proceedings of the 27th International Conference on the Physics of Semiconductors, ICPS-27, Flagstaff /AZ (USA), Abstract Booklet (Q5-154) p.335 (2004).
- [104] G. Bastard, *Wave Mechanics applied to Semiconductor Heterostructures*, Halsted Press, New York, (1988).
- [105] M. Altarelli, *Electronic structure of semiconductor superlattices, in: Application of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics, (Hrsg.) G. Landwehr, Vol. 177 von Lecture Notes in Physics, S. 174 (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo), (1983).*
- [106] M. Altarelli, *Electronic structure and semiconductor-semimetal transition in InAs- GaSb superlattices*, Phys. Rev. B, **28**, 842 (1983).
- [107] Thomas Alexander Vaughan, *Magneto-Optics of InAs/GaSb Heterostructure*, Dissertation, Brasenose College, Oxford (1995).
- [108] J. R. Meyer, C. A. Hoffman und F. J. Bartoli, *Novel Electronic Processes in Mercury- Based Superlattices, in: II-VI semiconductor compounds, (Hrsg.) M. Jain, S. 301 (World Scientific, Singapore),(1993).*
- [109] J. R. Meyer, C. A. Hoffman, T. H. Meyers und N. C. Giles, *HgTe-CdTe Superlattices, in: Handbook on semiconductors, (Hrsg.) T. S. Moss, Vol. 3A, S. 535 (North-Holland,Amsterdam), (1994).*
- [110] J. R. Meyer, C. A. Hoffman und F. J. Bartoli, *Quantum Wells and Superlattices, in: Narrow gap II-VI compounds for optoelec-*

- tronic and electromagnetic applications*, (Hrsg.) P. Capper, S. 363 (Chapman and Hall, London), (1997).
- [111] F. Goschenhofer, J. Gerschütz, A. Pfeuffer-Jeschke, R. Hellmig, C.R. Becker, and G. Landwehr: *Investigation of Iodine as a Donor in MBE Grown $Hg_{1-x}Cd_xTe$* , Journal of Electronic Materials, Vol. **27**, No. 6, (1998).
- [112] C. Brüne, Universität Würzburg, persönliche Mitteilung, (2010).
- [113] M.T. Litz, K. Watanabe, M. Korn, H. Reiß, U. Lunz, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr, U. Schüssler, T. Walter, B. Neubauer und D. Gersthsen: *Molecular beam epitaxy of selenides and Tellurides on (100) InAs*, Cryst. Res. Technol. **31**, 289 (1996).
- [114] F. Fischer, A. Waag, G. Bilger, T. Litz, S. Scholl, M. Schmitt und G. Landwehr: *Molecular beam epitaxy of iodine-doped CdTe and (CdMg)Te*, J. Cryst. Growth **141**, 93 (1994).
- [115] F. Fischer, T. Litz, A. Waag, H. Heinka, S. Schol, J. Gerschütz und G. Landwehr: *Doping of the wide Gap Semiconductor $Cd_{1-x}Mg_xTe$ During Molecular Beam Epitaxy*, Acta Phys. Pol. A **87**(2), 487 (1995).
- [116] Landolt-Börnstein Group III/ Vol. **22**, ed. O. Madelung, Springer Verlag (1987).
- [117] J.R. Chelikowski und M.L. Cohen: *Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zincblende semiconductors*, Phys. Rev. B **14**(2), 556 (1974).
- [118] F. Goschenhofer, *Herstellung und Charakterisierung n-dotierter (HgCd)Te-Epitaxieschichten und Heterostrukturen*, Dissertation, Universität Würzburg (1998).
- [119] H. Heinke, Doktorarbeit, Universität Würzburg (1994).
- [120] C.A. Hoffman, J. R. Meyer und F. J. Bartoli: *Novel magnetotransport and magneto-optical processes in semimetallic HgTe-CdTe superlattices*, Semicond. Sci. Technol. **8**, 48 (1993).

- [121] A.B. Chen, Y.M. Lai-Hsu, S. Krishnamurthy, M. A. Berding und A. Scher: *Band structures of HgCdTe and HgZnTe alloys and superlattices*, Semicond. Sci. Technol.**5**, 100 (1990).
- [122] A. Pfeuffer-Jeschke, *Bandstruktur und Landau-Niveaus quecksilberhaltiger II-VI-Heterostrukturen*, Dissertation, Universität Würzburg, (2000).
- [123] Goldbery Yu.A. *Handbook Series on Semiconductor Parameters*, vol.**1**, M. Levinshtein, S. Rumyantsev and M. Shur, ed., World Scientific, pp.191-213 London, (1996).
- [124] Produktdatenblatt AZ 5214 E (Clariant).
- [125] A. Hominen, A. Malinin, A. Lipsanen: *Lithography in experimental environment*, University of Technology Helsinki, Reports in Electron Physics (2000/2001).
- [126] S.-J. Chung. H. Hein, J. Schulz: *Strukturprofilsimulation dicker Schichten in der optischen Lithographie mit DNQ-Novolak-basierenden Photoresists*, Wissenschaftliche Berichte FZKA 6111, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH (1998).
- [127] F. Gouider, Yu.B. Vasilyev, M. Bugár, J. Könemann, P.D. Buckle, G. Nachtwei, Phys.Rev. B **81**, 155304 (2010).
- [128] X. C. Zhang, K. Ortner, A. Pfeuffer-Jeschke, C. R. Becker and G. Landwehr, Phys.Rev. B **68**, 115340 (2004).
- [129] A. Pfeuffer-Jeschke, F. Goschenhofer, S.J. Cheng, V. Latussek, J. Gerschütz, C.R. Becker, R.R. Gerhardts and G. Landwehr, Physica B 256-258, 486 (1998).
- [130] C. R. Becker, V. Latussek, A. Pfeuffer-Jeschke, G. Landwehr, and L. W. Molenkamp, Phys.Rev. B **62**, 10353 (2000).
- [131] J. M. S. Orr, K.-C. Chuang, R. J. Nicholas, L. Buckle, M. T. Emeny, and P. D. Buckle, Phys.Rev. B **79**, 235302 (2009).

Danksagung

Danke sagen, möchte ich allen, die mir bei der Durchführung und Ausarbeitung meiner Dissertation geholfen und mit Rat und Tat zur Seite gestanden haben.

Besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. Georg Nachtwei für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, liebevoll »Das Team« genannt. Er hat immer an mich geglaubt, seine Motivation und die anregenden Diskussionen waren der Motor meiner Arbeit. Seine freundliche und verständnisvolle Art möchte ich hier besonders erwähnen. Ich habe großen Respekt vor diesem Mann, sein Wissen, wie ein Lexikon, dieses machte die Zusammenarbeit nicht einfach, aber es war eine Herausforderung, die ich dankbar angenommen habe.

Natürlich dürfen die Herren, Prof. Dr. Hartmut Buhmann für die Übernahme des Koreferates und Dipl.-Phys. Christoph Brüne für das vorbildliche Probenmaterial nicht fehlen.

Prof. Dr. Klaus Doll möchte ich ebenfalls dankend erwähnen. Sein wissenschaftlicher Rat, den ich sehr schätze, hat mich schon bei meiner Diplomarbeit begleitet.

Zu schätzen gelernt habe ich auch die vielen Impulse und interessanten Diskussionen mit Dr. Yuri B Vasilyev. Seine Erfahrungswerte haben mir sehr geholfen. Ich bin ihm sehr dankbar dafür.

An dieser Stelle möchte ich mich auch bei Dr. C. Stellmach für die vielen Diskussionen und hilfreichen Anregungen bedanken.

Dem Arbeitsteam, MSc. Majdi Salman, Markus Golla, möchte ich für die nette Atmosphäre meinen Dank aussprechen. Außerdem danke ich den Institutsmitarbeitern für das nette Arbeitsklima. Besonderer Dank gilt Herrn Privatdozent Dr. Uwe Rossow, Herrn Dipl.-Phys. Moritz Brendel und Matthias Bücken. Für die schnelle hervorragende Arbeit unserer Institutssekretärin Frau Dagmar Schumacher möchte ich ebenfalls einen Dank aussprechen.

Ebenso möchte ich an die PTB-Mitarbeiter, Dr. Günter Hein, Dr. Jens Könnemann und Dr. Oliver Kieler für die Unterstützung bei der Probenbearbeitung im Reinraumzentrum der PTB Braunschweig meinen Dank aussprechen.

Wie kann man messen ohne Helium, was mir jederzeit zügig von Herrn Frank Werner, von unserer Helium-Verflüssigungs-Anlage, zur Verfügung gestellt wurde. Danke auch für die Mithilfe beim Laboraufbau, wo er mir kompetent zur Seite stand. Danke auch seinen Mitarbeitern für die eine oder andere technische Lösung.

Vergessen möchte ich natürlich nicht meine tunesischen Freunde, Ali Ben Salem, Mohamed Gabsi und Sadek Bardi, die für mich stets ein offenes Ohr hatten. Bei ihnen konnte ich wunderbar abschalten, Danke dafür.

Zu guter Letzt möchte ich meiner Ehefrau danken, die mir die Zeit gegeben hat, die ich für die Umsetzung meiner Arbeit brauchte. Die vielen Diskussionen mit ihr, einem Nichtphysiker, waren schwieriger, als die Arbeit zu schreiben. Trotzdem waren sie amüsant und haben mich manchmal zum Grübeln gebracht.

Danke auch an meine lieben Eltern und Geschwister, die mir das Physikstudium überhaupt ermöglicht haben und mir in vielen Situationen geholfen haben.

وماتوفيقى إلابالله